

Experimentelle Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten ebener Diffusoren im Unterschall

vorgelegt von
Diplom-Ingenieur
Ralph Kühle
aus Hildesheim

Von der Fakultät V
Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

| | |
|---------------|---------------------------------|
| Vorsitzender: | Prof. Dr.-Ing. H. E. Siekmann |
| Gutachter: | Prof. Dr.-Ing. J. Hourmouziadis |
| | Prof. Dr.-Ing. J. Thorbeck |

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 01. März 2002

Berlin 2002

D83

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Luftfahrtantriebe des Instituts für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin. Angeregt und betreut wurde die Arbeit von Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Hourmouziadis. Für die von ihm gewährte Unterstützung, auch weit über den beruflichen Aspekt hinaus, seine Anteilnahme sowie die Gewährung weitestgehender Freiheiten bei der Durchführung der Arbeit gebührt mein besonderer Dank. Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Thorbeck gilt mein Dank für die Übernahme des Koreferats und die sorgfältige Durchsicht der Arbeit. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. H. E. Siekmann für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Die Finanzierung des Forschungsvorhabens erfolgte mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), der ich an dieser Stelle dafür danken möchte.

Mein Dank gebührt weiterhin allen angehörigen des Fachgebietes, sowohl den Kollegen und Kolleginnen für die zahlreichen Diskussionen und die hilfreiche Unterstützung bei der Durchführung des Forschungsvorhabens, als auch dem technischen Personal für die geleistete Unterstützung beim Aufbau der Versuchsanlage. Ebenso gilt mein Dank den studentischen Hilfskräften und den Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten diese Arbeit unterstützt haben.

Ralph Kühle

Berlin, im März 2002

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----|
| Nomenklatur | i |
| Lateinische Symbole | i |
| Griechische Symbole | ii |
| Indicees | ii |
| Abkürzungen | ii |
| Kurzfassung | iii |
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Stand der Forschung | 6 |
| 3. Analytische Betrachtungen zum Stabilitätsverhalten von Diffusoren | 17 |
| 4. Versuchsaufbau und Meßtechnik | 22 |
| 4.1 Konzeption der Versuchsanlage | 22 |
| 4.2 Auslegung und Konstruktion | 23 |
| 4.2.1 Beruhigungskammer mit Düse | 23 |
| 4.2.2 Strömungsqualität der Düse | 24 |
| 4.2.3 Diffusormeißstrecke | 25 |
| 4.3 Meßtechnik und Datenerfassung | 27 |
| 4.3.1 Wanddruckmessung | 27 |
| 4.3.2 Totaldruck- und Totaltemperaturmessung | 28 |
| 4.3.3 Geschwindigkeitsmessung mit Heißfilmsonden | 29 |
| 4.3.4 Aufzeichnungs- und Auswertesysteme | 30 |
| 4.3.4.1 Teac-Datenrecorder | 30 |
| 4.3.4.2 Meßwerterfassung und -auswertung | 30 |
| 4.3.4.3 Videoaufzeichnung und Laserlichtschnittsystem | 31 |
| 5. Ergebnisse der experimentellen Untersuchung | 32 |
| 5.1 Parameterbereich der Messungen | 32 |
| 5.2 Voruntersuchungen / Versuchsdurchführung | 34 |
| 5.3 Strömungsvisualisierung | 36 |
| 5.3.1 Visualisierung der wandnahen Strömung mit Ölanstrich | 36 |
| 5.3.2 Visualisierung instationärer Strömungsvorgänge | 40 |
| 5.3.2.1 Diffusor ohne Auslaßstutzen, (oAS) | 40 |
| 5.3.2.2 Diffusor mit Auslaßstutzen (300mm), (mAS) | 47 |
| 5.3.2.3 Diffusor mit kurzem Auslaßstutzen (100mm) | 48 |
| 5.3.2.4 Diffusor mit Sammelraum und Drossel | 50 |
| 5.3.2.5 Stabilitätsdiagramme der Konfigurationen | 51 |
| 5.4 Ergebnisse der stationären Messungen | 57 |
| 5.4.1 Einfluß der Ablöseform auf den Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$ | 58 |
| 5.4.2 Einfluß der Austrittsrandbedingung auf den Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$ | 62 |
| 5.4.2.1 Diffusor ohne und mit Auslaßstutzen | 62 |
| 5.4.2.2 Einfluß unterschiedlicher Austrittsrandbedinungen auf den Druckrückgewinn | 64 |
| 5.4.3 Bestimmung der Grenzschichtprofile am Diffusorein- und -austritt | 67 |
| 5.5 Ergebnisse der instationären Messungen | 71 |
| 5.5.1 Einfluß der Ablöseform auf die Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ | 71 |

| | |
|--|----|
| 5.5.2 Einfluß der Austrittsrandbedingung auf die Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ | 74 |
| 5.5.2.1 Diffusor mit Auslaßstutzen | 74 |
| 5.5.2.2 Einfluß unterschiedlicher Austrittsrandbedingungen auf die Schwankungsgröße | 75 |
| 5.5.3 Einfluß der Ablöseform auf das Gesamtsystem | 78 |
| 5.5.4 Beurteilung der Strömung anhand einer Häufigkeitsverteilung | 81 |
| 6. Ergebnisse der CFD-Rechnungen | 85 |
| 6.1 Stationäre Simulation | 85 |
| 6.1.1 Rechennetz und Turbulenzmodell | 85 |
| 6.1.2 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen | 86 |
| 6.2 Instationäre Simulation | 88 |
| 6.2.1 Störung mit $\pm 1\%$ Amplitudenänderung, $f_{ST}=80\text{Hz}$ | 88 |
| 6.2.2 Störung mit $\pm 5\%$ Amplitudenänderung, $f_{ST}=80\text{Hz}$ | 90 |
| 7. Zusammenfassung | 94 |
| 7.1 Ausblick | 96 |
| 8. Literatur | 97 |

Nomenklatur

Lateinische Symbole

| | | |
|-------------------------|---------|--|
| AC | [-] | $AC = \frac{v}{U^2} \frac{dc}{ds}$, Beschleunigungsparameter |
| AR | [-] | Flächenverhältnis (Austrittsfläche zu Eintrittsfläche) |
| AS | [-] | Seitenverhältnis am Diffusoreintritt (b/W_1) |
| B | [-] | Eintrittsversperrung $B=2\delta_1/W_1$ |
| Bu | [-] | $Bu = Re_{\delta_2}^{5/4} \times AC$, Buri-Parameter (Bu=-0.05 bei beginnender Ablösung der turbulenten Grenzschicht) |
| b | [m] | Diffusorbreite |
| c | [m/s] | Geschwindigkeit |
| Cp | [-] | $Cp = \frac{p_x - \bar{p}_1}{\bar{P} - \bar{p}_1}$, Druckrückgewinn |
| Cp _{RMS} [-] | | $Cp_{RMS} = \frac{RMS[p_x(t) - \bar{p}_1]}{\bar{P} - \bar{p}_1}$, normierte Schwankungsgröße des Drucks |
| Cp _{max} | [-] | $Cp_{max} = \frac{\bar{p}_2 - \bar{p}_1}{\bar{P} - \bar{p}_1}$, Druckrückgewinn am Diffusoraustritt |
| ΔCP | [-] | $\Delta Cp = \frac{p_x(t) - \bar{p}_1}{\bar{P} - \bar{p}_1}$, auf den dynamischen Druck normierter, instationärer Druck |
| f | [Hz] | Frequenz |
| H _L | [-] | Totaldruckverlust (Headloss) |
| L | [m] | Diffusorwandlänge |
| L/D | [-] | Diffusorlängenverhältnis allgemein |
| Ma | [-] | Machzahl |
| N | [m] | effektive Diffusorlänge |
| L/W ₁ | [-] | Diffusorlängenverhältnis für ebene Diffusoren |
| p | [Pa] | statischer Druck |
| P | [Pa] | Totaldruck |
| r | [-] | Reflexionsfaktor (akustischer) |
| Re | [-] | Reynoldszahl |
| Re _{δ2} | [-] | Impulsverlustdicken-Reynoldszahl |
| T | [K] | Totaltemperatur |
| W ₁ | [m] | Diffusoreintrittshöhe |

Griechische Symbole

| | | |
|------------|-----------------------|---------------------------------|
| K | [-] | Diffusor-Verlustkoeffizient |
| δ | [mm] | Grenzschichtdicke |
| δ_1 | [mm] | Grenzschichtverdrängungsdicke |
| δ_2 | [mm] | Impulsverlustdicke |
| δ_3 | [mm] | Energieverlustdicke |
| ρ | [kg/m ³] | Dichte |
| η | [-] | Diffusoreffektivität |
| ν | [m ² /s] | kinematische Zähigkeit |
| σ | [m ⁻¹] | Wellenzahl |
| 2θ | [°] | gesamter Diffusoröffnungswinkel |
| τ | [s] | Zeit |
| ω | [s ⁻¹] | Kreisfrequenz |

Indicees

| | |
|-------|--|
| 1 | bezogen auf den Diffusoreintritt |
| 2 | bezogen auf den Diffusoraustritt |
| N | bezogen auf die natürliche Ablösefrequenz |
| St | auf die Ablösung (Stall) bezogen |
| W_1 | bezogen auf die Diffusoreintrittshöhe |
| P | bezogen auf den Schalldruck |
| x | relative Position im Diffusor, bezogen auf die Diffusorlänge |
| p | bezogen auf den statischen Druck |

Abkürzungen

| | |
|---------|---|
| oAS | Konfiguration mit frei ausblasendem Diffusor |
| mAS | Konfiguration mit Auslaßstutzen |
| mASk | Konfiguration mit kurzem Auslaßstutzen |
| mSR | Konfiguration mit Sammelraum und Drossel |
| mAS+ | Konfiguration mit Auslaßstutzen, Sammelraum, Drossel und Rohr |
| SW | Seitenwand |
| DW | Diffusorwand |
| MP | Meßposition |
| B-Punkt | Beobachtungspunkt |

Kurzfassung

Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen ist das Stabilitätsverhalten der abgelösten Strömung in ebenen Diffusoren im Unterschall. Diffusoren spielen heutzutage eine große Rolle sowohl in verfahrenstechnischen Anlagen, als auch in Turbomaschinen. Sie dienen dazu, die dem System zugeführte kinetische Energie möglichst verlustfrei in Druckenergie umzuwandeln. Im Vordergrund der Untersuchungen stand der Einfluß der dem Diffusor nachgeschalteter Elemente, da Diffusoren fast immer in einem komplexen Strömungssystem eingesetzt werden und dabei einen entscheidenden Einfluß auf die Gesamtgüte des Systems besitzen.

Die Untersuchungen zeigten eine deutliche Abhängigkeit der Strömungs- bzw. Ablösecharakteristik sowohl von den Eintrittsrandbedingungen (Reynolds-/Machzahl) als auch von den Austrittsrandbedingungen, d.h. von der Geometrie der Anschlußelemente stromab des Diffusors. Dabei erwies sich die Austrittsbedingung als die dominierende Einflußgröße in Bezug auf das Ablöseverhalten des Diffusors.

Auftretende Instabilitäten zeigten sich dabei in erster Linie abhängig von der Charakteristik der Ablösung im Diffusor, die wiederum von der Austrittsrandbedingung bestimmt wurde. Sie konnten grob in zwei Formen unterteilt werden, ein Wechsel der Ablösung von einer großräumigen Rückströmung in kleinere, lokale Ablösegebiete sowie die spontane, räumliche Verlagerung der großräumigen Rückströmung innerhalb des Diffusors. Ein Einfluß auf das Gesamtsystem durch eine Änderung des Drosselzustandes konnte nur bei einem Wechsel der Ablösecharakteristik beobachtet werden, eine räumliche Verlagerung innerhalb des Diffusors zeigte dahingegen keinerlei Rückwirkungen auf das Gesamtsystem.

Die experimentellen Untersuchungen wurden mit stationärer und instationärer Meßtechnik sowie mit Hilfe von Visualisierungen durchgeführt. Zu deren beschleunigter Verarbeitung wurde aus den Ergebnissen der stationären und instationären Drucksignale und deren Korrelation mit den Visualisierungen eine spezielle Auswertemethode zur Beurteilung der auftretenden Strömungszustände entwickelt. Sie erlaubte es wesentliche Charakteristiken der Strömung wiederzugeben, die Datenmenge dabei aber deutlich zu reduzieren. Anhand der so gewonnenen Häufigkeitsverteilung konnten sowohl Aussagen über die Strömungscharakteristik als auch vergleichende Aussagen über die Schwankungsgröße der Strömung gemacht werden. So konnten die einzelnen Darstellungen der instationären Drucksignale, die Auswertung der Schwankungsgröße und der Visualisierung zusammengefaßt und somit deutlich vereinfacht werden.

1. Einleitung

Diffusoren werden in der Strömungstechnik seit vielen Jahrhunderten eingesetzt und dienen hier zum Beispiel in Rohrleitungssystemen als Abschlußelement zur Erhöhung des Durchsatzes oder zur Anpassung verschiedener Druckniveaus. Ihre Aufgabe besteht darin, die in einem Fluid enthaltene kinetische Energie über eine Querschnittserweiterung in potentielle Energie umzuwandeln. Strömt ein Fluid durch die Querschnittserweiterung eines Diffusor, kann es unabhängig von der Art des verwendeten Fluids, bei einer zu starken Erweiterung zu Ablösungen der Strömung von den Diffusorwänden kommen. Die Ablösungen führen, indem sie den durch die Diffusorkontur vorgegeben Querschnitt verkleinern, zu einem verminderten Druckaufbau. Gleichzeitig treten zusätzliche Verluste durch die entstandenen Wirbelgebiete auf, so daß die potentielle Energie am Diffusoraustritt erheblich vermindert sein kann oder der Förderaufwand unwirtschaftlich wird.

Heutzutage werden Diffusoren sowohl in verfahrenstechnischen Anlagen, als auch in Turbomaschinen eingesetzt, wo sie ebenfalls dazu dienen, die dem System zugeführte kinetische Energie in Druckenergie umzuwandeln. Spezielle Anwendungen sind dabei unter anderem Brennkammerdiffusoren in Gasturbinen, in denen die Strömung aus den vorgeschalteten Verdichtern mit reduzierter und möglichst gleichmäßiger Geschwindigkeit und mit möglichst geringen Verlusten der Brennkammer zugeführt wird. Als parallel geschaltete Komponente tritt der ebene Diffusor in den Schaufelgittern der Verdichterstufen von Gasturbinen auf, in denen jeder Schaufelkanal einen unsymmetrischen, gekrümmten Diffusor darstellt. Dies wird anhand der folgenden Grafik verdeutlicht:

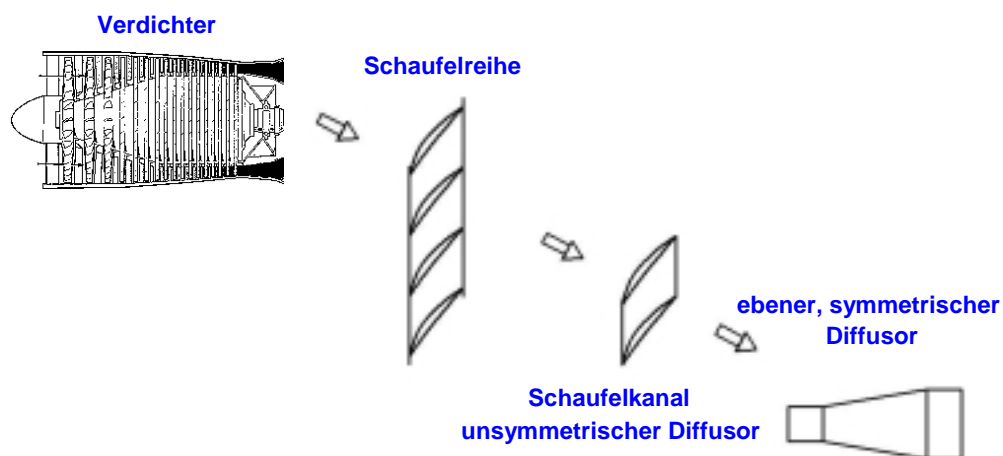


Bild 1-1: Zurückführung des Verdichtergitters auf den ebenen Diffusor

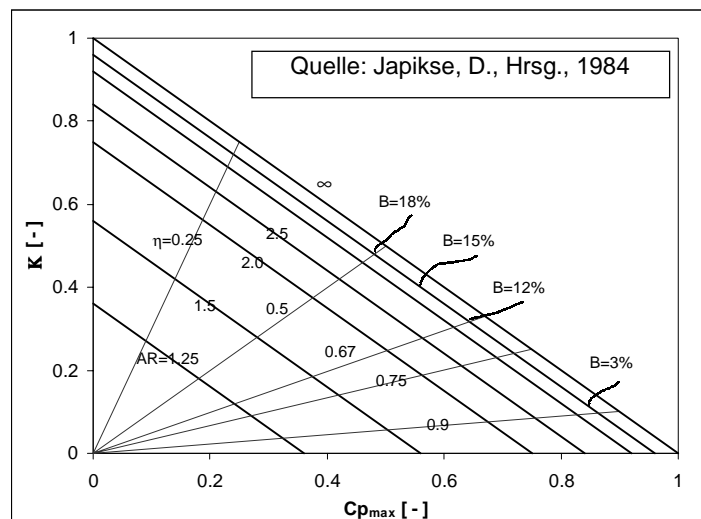
Der Diffusor steht dabei in allen Anwendungen immer in direkter Wechselwirkung mit den jeweiligen anderen Komponenten des Systems und beeinflusst durch sein Strömungs- und Stabilitätsverhalten und seine Güte den Gesamtwirkungsgrad der Anlage.

Das Stabilitätsverhalten des Diffusors ist deshalb von zunehmender Bedeutung, da bei der Entwicklung von strömungstechnischen Systemen der Trend in den letzten Jahren zu immer größeren spezifischen Leistungen geht. Das bedeutet, daß bei Gasturbinen

die Belastungen einzelner Komponenten zum Beispiel durch höhere Turbineneintrittstemperaturen und höhere Verdichterdruckverhältnisse zunehmen. Damit wird eine Abschätzung der Betriebssicherheit an den Auslegungsgrenzen immer wichtiger, da ein zu großer Sicherheitsabstand zwischen Arbeitslinie und Stabilitätsgrenze einen Verlust an Wirkungsgrad und Verdichterarbeitsfähigkeit bedeutet. Die beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze auftretenden aerodynamischen Instabilitätsformen in Verdichtern können von unterschiedlichem Charakter mit jeweils unterschiedlichen Auswirkungen auf das Gesamtsystem sein. Zu nennen sind hier das Ablöseflattern, d.h. die Anregung der Biege- und Torsionseigenfrequenzen der Verdichterschaufeln durch Grenzschichtablösung; die rotierende Ablösung, bei der sich eine Ablösung in den Schaufelkanälen mit ca. 30%÷70% der Umfangsgeschwindigkeit im Rotor fortpflanzt und die als Vorstufe oder auch auslösendes Moment des Verdichterpumpens angesehen wird; das Verdichterpumpen, bei der es aufgrund einer abgelösten Strömung und infolge dessen reduzierter Massenströme, zu einer Rückströmung des Fluids durch den Verdichter kommen kann. In Brennkammerdiffusoren führen durch Ablösungen hervorgerufene instationäre Zuströmungen zur Brennkammer zu einer Verschlechterung des Verbrennungsvorgangs mit den entsprechenden negativen Auswirkungen auf das Gesamtsystem.

Je nach Anwendungsfall ändert sich die geometrische Ausführung der Diffusoren, die grundsätzlich in drei Formen unterteilt werden, den konischen, den ringförmigen und den ebenen Diffusor. Jede dieser Diffusorformen kann zusätzlich mit unterschiedlich konturierten Wänden ausgeführt werden. Die wichtigsten geometrischen Bestimmungsgrößen für Diffusoren sind, unabhängig von ihrer Form, das Flächenverhältnis AR , das Längenverhältnis L/D mit D als charakteristischer Größe des Diffusoreintritts, sowie für die ebenen Diffusoren das Seitenverhältnis AS .

Im folgenden sollen einige grundlegende Eigenschaften von Diffusoren kurz anhand von einfachen Kennzahlen erläutert werden. Das Verlustdiagramm in **Bild 1-2** verdeutlicht dabei den Zusammenhang zwischen dem Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$, als wichtigster Kenngröße für die Güte eines Diffusors und dem Verlustkoeffizienten K , in Abhängigkeit vom Flächenverhältnis AR und der Eintrittsblockade B .



Als ein wichtiger aerodynamischer Parameter bei der Betrachtung der Diffusorgüte tritt hier die Eintrittsblockade B auf, die das Verhältnis der Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht am Diffusoreintritt zur charakteristischen Diffusoreintrittshöhe W_1 darstellt. Aus dem Diagramm ist zu ersehen, daß ein als ausreichend betrachteter Druckrückgewinn in der Größenordnung von $C_{p_{max}}=0,5\div0,7$ erst ab einem Flächenverhältnis von $AR=1,5\div2,0$ zu erreichen ist. Das heißt, daß entweder ein langer Diffusor mit kleinem Öffnungswinkel

oder ein kurzer Diffusor mit entsprechend großem Öffnungswinkel erforderlich ist. Die erste Variante hätte dabei den Vorteil, daß eine Ablösung wahrscheinlich vermieden werden könnte, die zweite böte den Vorteil einer kurzen Baulänge. Entsprechend der heutigen Auslegungsphilosophie würde wahrscheinlich die zweite Variante gewählt werden, mit den entsprechend möglichen negativen Folgen auf die Strömungsqualität durch Ablösungen, für die eine andere Lösung zu suchen wäre.

Der Druckrückgewinn C_p stellt eine der gängigsten und wichtigsten Größen für die Beurteilung der Güte eines Diffusors dar. Für den allgemeinen Fall ist er definiert, als das Verhältnis der Differenz des statischen Drucks zwischen Diffusoreintritt und -austritt und dem dynamischen Druck am Diffusoreintritt (Gl. 1.1) und wird in dieser Form sowohl für die Strömung inkompressibler, als auch kompressibler Medien verwendet.

$$C_p = \frac{p_2 - p_1}{P_1 - p_1} \quad \text{Gl. 1.1}$$

Für den Vergleich eines realen Diffusors mit einem idealen Diffusor bietet sich die Effektivität η an, die das Verhältnis von gegebenem zu idealem Druckrückgewinn beschreibt.

$$\eta = \frac{C_p}{C_{p_{ideal}}} \quad \text{Gl. 1.2}$$

Soll eine genaue Abschätzung der im Diffusor auftretenden Verluste erfolgen, so kann dazu der Verlustkoeffizient K herangezogen werden. Dieser berechnet sich aus der Totaldruckdifferenz zwischen Diffusoreintritt und Diffusoraustritt, bezogen auf den dynamischen Druck am Diffusoreintritt.

$$K = \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\bar{P}_1 - \bar{p}_1} \quad \text{Gl. 1.3}$$

Für eine genaue Bestimmung des Verlustkoeffizienten wäre es hierzu allerdings notwendig, das gesamte Strömungsfeld in der Eintritts- und der Austrittsebene zu vermessen, da nur bei Diffusoren mit sehr kleinen Öffnungswinkeln ein homogenes Strömungsfeld zu erwarten wäre. Eine eindimensionale Approximation des Verlustkoeffizienten K kann daher als Differenz zwischen idealem und realem Druckrückgewinn berechnet werden.

$$K = C_p - C_{p_{ideal}} \quad \text{Gl. 1.4}$$

Den Einfluß der in den Diffusor eintretenden Grenzschicht kann man anhand einer einfachen, eindimensionalen Betrachtung verdeutlichen. Geht man vom idealen Druckrückgewinn für einen inkompressibel durchströmten Diffusor mit

$$C_{p_{ideal}} = 1 - \left[\frac{A_1}{A_2} \right]^2 \quad \text{Gl. 1.5}$$

aus und berücksichtigt die Verminderung des geometrischen Querschnitts durch die Eintrittsblockade mit

$$A = A_{1,2} (1 - B_{1,2}) \quad \text{Gl. 1.6}$$

unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung, so kann deren Einfluß näherungsweise mit

$$C_p = 1 - \left[\frac{\rho_2 c_2 (1 - B_2)}{\rho_1 c_1 (1 - B_1)} \right]^2 \quad \text{Gl. 1.7}$$

abgeschätzt werden. Aus Gleichung 1.7 ist zu ersehen, daß eine zunehmende Eintrittsblockade B_1 den möglichen Druckrückgewinn verringert. Dieser Zusammenhang wird auch in **Bild 1-2** anhand der unterschiedlichen Eintrittsblockaden auf den Linien gleichen Flächenverhältnisses wiedergegeben.

Bei allen diesen Betrachtungen ist zu berücksichtigen, daß in weiten Teilen des interessierenden Betriebsbereichs der Diffusoren Grenzschichtablösungen auftreten und im Falle des ebenen Diffusors der Bereich des maximalen Druckrückgewinns immer mit Grenzschichtablösungen verbunden ist. In diesem Betriebsbereich ist die Strömung durch starke Druckfluktuationen gekennzeichnet, die von der instabilen Grenzschichtablösung und den daraus resultierenden Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb des Diffusors herrühren. Untersuchungen über die in einem Diffusor auftretenden Strömungsformen sind deshalb immer im Zusammenhang mit der Güte des Diffusors zu betrachten, die den eigentlichen Hauptgegenstand der Diffusorentwicklung darstellt. Die vier wichtigsten Auslegungskriterien (nach *Kline, Abbott und Fox, 1959*) sind dabei:

- a) Minimaler Totaldruckverlust für einen gegebenen Druckaufbau
- b) Maximaler Druckaufbau für ein gegebenes Flächenverhältnis AR unabhängig von der Diffusorlänge
- c) Maximaler Druckrückgewinn für eine gegebene Diffusorlänge
- d) Optimaler Druckrückgewinn für eine beliebige Geometrie bei gegebenen Eintrittsbedingungen

Dabei ist zu beachten, daß diese vier Optima bei unterschiedlichen Geometrien auftreten und nicht in einem einzigen Diffusor zu verwirklichen sind.

Wird der Diffusor außerhalb seines Auslegungspunktes betrieben, kann die Intensität der Instabilität so ausgeprägt sein, daß sie zu einer Änderung des Betriebspunktes der gesamten Anlage führt und damit der Erfüllung der vorgesehenen Aufgabe entgegensteht.

Im Bereich der Diffusorströmung wurden schon vielfältige Untersuchungen durchgeführt, die sich mit der Qualität der Diffusorströmung beschäftigten. Das Hauptaugenmerk bei diesen Untersuchungen lag, neben der Diffusorgüte, auf der Bestimmung der auftretenden instationären Strömungsformen in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern Öffnungswinkel und Längenverhältnis des Diffusors sowie deren Abhängigkeit von der Eintrittsblockade. Für die Untersuchung der Strömungsformen wurden in erster Linie Strömungen bei niedrigen Geschwindigkeiten in Luft ($Ma < 0,3 \div 0,4$) oder auch in öl- oder wasserdurchströmten Diffusoren betrachtet. Das Verhalten des Diffusors wurde dabei meist als das eines isolierten Elements betrachtet und der Einfluß nachfolgender Elemente auf die Strömungsstabilität nicht ausreichend berücksichtigt bzw. beschrieben.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es daher, die Strömungsformen in einem ebenen Diffusor sowohl im inkompressiblen als auch im kompressiblen

Geschwindigkeitsbereich bis $Ma \approx 0,7$ zu untersuchen. Dabei sollen die auftretenden Unterschiede in der Strömungscharakteristik und ihre Abhängigkeit von den verschiedenen Randbedingungen herausgearbeitet werden. Dazu wird der Diffusor sowohl als isoliertes Element als auch in Verbindung mit verschiedenen nachgeschalteten Komponenten betrachtet, um deren Einfluß auf die Strömungsformen und die Stabilität zu bestimmen. In diesem Zusammenhang soll auch geklärt werden, welche Instabilitätsformen einen Einfluß auf das Gesamtsystem haben und welche ohne Rückwirkung sind.

Im folgenden wird in Kapitel 2 ein kurzer Überblick über den Stand der Forschung im Bereich der Diffusorströmungen gegeben. In Kapitel 3 wird anhand eines eindimensionalen Modells zur Beschreibung von akustischen Resonanzen das prinzipielle Stabilitätsverhalten von Systemen mit Diffusoren erläutert. Kapitel 4 beinhaltet die Auslegung und den Aufbau der Versuchsstrecke, sowie eine Beschreibung der verwendeten Meßtechnik. Kapitel 5 zeigt die experimentellen Ergebnisse, in den Bereichen der Visualisierung sowie der stationären und instationären Messungen. Im Kapitel 6 werden Ergebnisse der CFD-Rechnung vorgestellt und mit denen der Experimente verglichen. Das abschließende Kapitel 7 gibt eine Zusammenfassung der Untersuchungen und einen Ausblick auf weitere mögliche und notwendige Arbeiten, die das Verständnis der Instabilitäten in Diffusoren und verdichtenden Systemen vervollständigen können.

2. Stand der Forschung

Instationäre Strömungsphänomene in Diffusoren sind ein seit langem beobachtetes Phänomen bei strömungstechnischen Untersuchungen. Als instabile Strömungszustände werden dabei sowohl periodische Druck- oder Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund einer abgelösten Grenzschicht als auch nichtperiodische Phänomene, wie eine Verlagerung der Ablösung im Diffusor betrachtet.

Derartige instationäre Phänomene wurden bereits von *Reid*, 1953 bei der Untersuchung ebener Diffusoren beobachtet und erstmals näher beschrieben. *Reid* untersuchte ebene Diffusoren unterschiedlicher Längenverhältnissen zwischen $5,5 < L/W_1 < 21,75$ und Flächenverhältnissen von $1,75 < AR < 5,0$ (entsprechend einem Öffnungswinkel von ca. $2^\circ < 2\theta < 17^\circ$). Die Versuche wurden bei konstantem Eintrittsquerschnitt und konstantem dynamischen Druck ($c_1 \approx 70 \text{ m/s}$) durchgeführt, mit einer dünnen turbulenten Grenzschicht am Diffusoreintritt. Die Dicke der Grenzschicht konnte durch unterschiedliche lange Vorlaufstrecken eingestellt werden. Der Diffusoraustritt erfolgte in ein großes Plenum (Halle), so daß Rückwirkungen der Austrittsbedingungen auf die Diffusorströmung ausgeschlossen werden konnten. Vermessungen des Geschwindigkeitsprofils am Austritt zeigten, daß es aufgrund von Ablösungen im Diffusor zu einer Verzerrung des normalerweise achsensymmetrischen Geschwindigkeitsprofils kam, mit den entsprechenden Rückwirkungen auf die Zuströmung zum Diffusor. Dieser Effekt war um so deutlicher, je größer das Flächenverhältnis und damit der Öffnungswinkel des Diffusors war. Für alle Konfigurationen zeigte sich oberhalb des maximalen Druckrückgewinns eine instationäre Ablösung der Grenzschicht, die wechselnd auf allen Diffusorwänden auftrat. Dieses Phänomen entstand ohne erkennbare Ursache, wobei detaillierte Untersuchungen zeigten, daß keine konstruktionsbedingten Gründe dafür vorlagen.

Instabile Strömungsphänomene wurden auch von *Sprenger*, 1959 bei der Untersuchung gerader und gekrümmter konischer und elliptischer Diffusoren beobachtet. Die Versuche wurden mit vollturbulenten Grenzschichten durchgeführt, deren Dicke durch unterschiedlich lange Vorschaltrohre vor dem Diffusor eingestellt werden konnten. Er stellte bei Untersuchungen an einem geraden Diffusor elliptischen Querschnitts mit einem Achsenverhältnis von 4:1 starke Pulsationen der Hauptströmung aufgrund einer Pendelbewegung der Ablösung im Diffusor entlang der großen Hauptachse fest. Dies führte zu entsprechenden Rückwirkungen auf die Strömung stromauf des Diffusors und infolge dessen zu Schwankungen im Massenstrom. Messungen an geraden, konischen Diffusoren zeigten eine pulsierende Hauptströmung, wobei eine qualitative Abschätzung eine Zunahme mit zunehmender Grenzschichtdicke am Diffusoreintritt ergab. *Sprenger* stellte zu den möglichen Ursachen die Hypothese auf, daß sich in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern Flächenverhältnis, Öffnungswinkel und Diffusorform ein Verstärkungsgrad der Instabilität ausbildet, der bei einer Übersteuerung zu einer Anfachung der Pulsation führt, die mit den Resonanzfrequenzen des Rohrsystems interagiert.

Eine zusammenfassende Darstellung der aus der Literatur bekannten Ergebnisse und den Ergebnissen eigener Untersuchungen über Strömungsphänomene in Diffusoren erstellten *Kline, Abbott und Fox*, 1959 (**Bild 2-1**).

Sie faßten die Ergebnisse aus Untersuchungen an konischen und ebenen Diffusoren zusammen und erstellten daraus ein Diagramm, daß in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern Längenverhältnis (für $L/W_1 \leq 24$) und Öffnungswinkel, die im Diffusor beobachteten Strömungsformen beschreibt. Für die Erstellung des Diagramms wurden sowohl Daten von wasser-, als auch von luftdurchströmten Diffusoren ausgewertet. Bei den wasserdurchströmten Diffusoren handelte es sich dabei größtenteils um offene Gerinne mit einstellbarer Wassertiefe. Die geometrischen Parameter für die unterschiedlichen Diffusorformen, des ebenen und des konischen Diffusors, wurden für diese Auswertungen über eine Korrelation vereinheitlicht. Diese Korrelation bezog sich allerdings nur auf die Bewertung der Strömungsformen und besaß hinsichtlich der Betrachtung des Druckrückgewinns und der Verlustbeiwerte nur eine eingeschränkte Gültigkeit.

Für die beschriebenen Strömungsformen wurden, soweit bekannt, folgende allgemeine Randbedingungen angegeben:

- dünne Eintrittsgrenzschichten im Vergleich zur Diffusoreintrittshöhe
- flaches Geschwindigkeitsprofil außerhalb der Grenzschicht im Eintrittsquerschnitt
- niedrige Machzahlen, $Ma_{\max} \leq 0,4$ und hohe Reynoldszahlen $Re_{W1} \approx 0.2 \div 2.8 \times 10^6$
- ebene, gerade Wände
- eine dem Diffusor nachfolgende Stromröhre oder eine teilweise Querschnittsversperrung stromab des Diffusors

Der Einfluß der dem Diffusor nachfolgenden Elemente wurde dabei allerdings nicht systematisch betrachtet, Teilweise wurde auch auf eine genaue Beschreibung der Versuchseinrichtung verzichtet, so daß hier genauere Angaben nicht möglich sind.

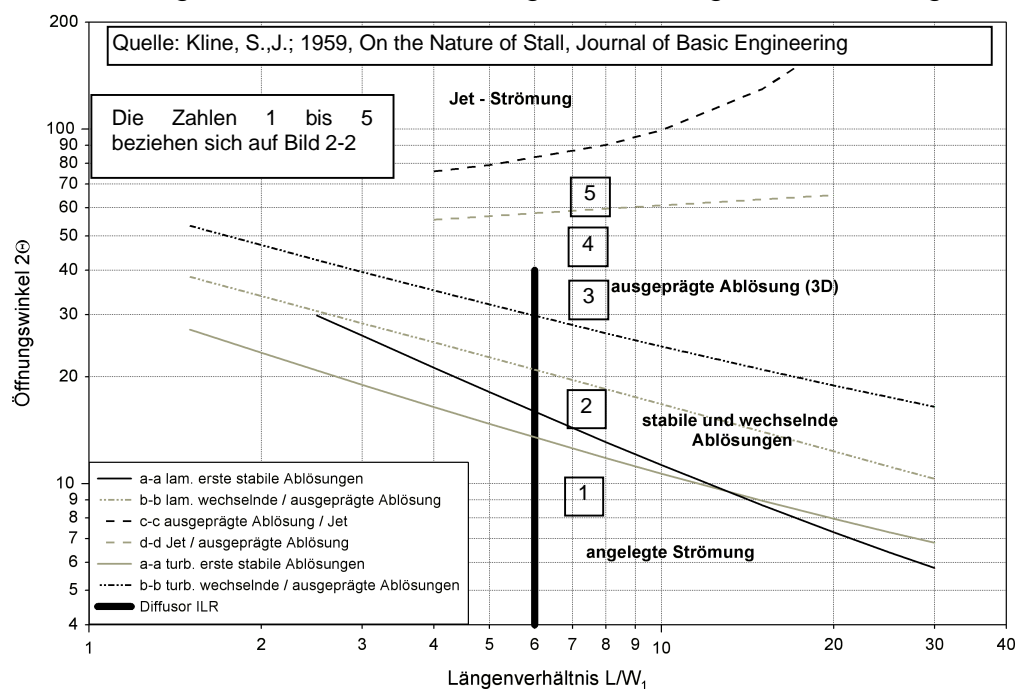


Bild 2-1: Strömungsformen in ebenen Diffusoren, nach Kline, 1959

Die in ebenen 2-dimensionalen Diffusoren auftretenden Strömungsformen können nach Kline, 1959 in vier große Bereiche (**Bild 2-1**) eingeteilt werden:

Ein Bereich unterhalb der Linie a-a ohne merkliche Strömungsablösung mit einer ruhigen, glatten Hauptströmung. Die Linie a-a markiert dabei den Bereich, indem erstmals eng begrenzte Gebiete der Strömung nahe der Wand einer zeitweisen Rückströmung unterliegen. Die Größenordnung dieser Gebiete wird mit δ angegeben. Es ist dabei anzumerken, daß lokale Ablöseerscheinungen ohne sichtbare Rückströmung schon wesentlich früher auftreten können

Ein Bereich zwischen den Linien a-a und b-b mit einer deutlichen, aber instabilen Ablösung mit zeitweiser Rückströmung, die in Größe, Lage und Intensität schwankt. Die Strömung ist in diesem Bereich stark pulsierend und die Ablösung kann ihre Lage ändern.

Ein Bereich zwischen den Linien b-b und c-c mit einer stabilen, vollentwickelten Ablösung auf einer Wand des Diffusors, in der ein stark turbulentes Rezirkulationsgebiet vorliegt. Die Ablösung kann sich vom Diffusoraustritt bis zum -eintritt erstrecken und dabei einen Großteil des Diffusorquerschnitts einnehmen. Die Hauptströmung außerhalb des Rezirkulationsgebiets folgt der, der Ablösung gegenüberliegenden Wand und kann als ruhig und glatt beschrieben werden. Dieser Zustand ist relativ stabil und die gesamte Strömung stromauf des Diffusors unterliegt wesentlich geringeren Schwankungen, als im Fall der instabilen Ablösung.

Ein Bereich oberhalb der Linie d-d mit einer beidseitig abgelösten Strömung oder auch Strahlströmung, die kurz hinter dem Diffusoreintritt ablöst und im weiteren Verlauf stromab nicht wieder anlegt. Die Strömungsform gleicht der eines Stoßdiffusors mit zwei gegenüberliegenden, stabilen Wirbelgebieten, bei der die Strömung aufgrund der plötzlichen Querschnittserweiterung nicht mehr in der Lage ist der Wandkontur zu folgen.

Der Bereich zwischen den Linien c-c und d-d wird auch als Hysteresebereich bezeichnet, da hier die Strömung bei konstantem Längenverhältnis und steigendem Öffnungswinkel einen Umschlag der Strömung von der vollentwickelten Ablösung zur Strahlströmung im Bereich der Linie c-c zeigt. Bei kleiner werdendem Öffnungswinkel tritt der Umschlag von der Jet-Strömung zur vollentwickelten Ablösung aber erst in Höhe der Linie d-d auf.

Die Untersuchungen zeigten auch, daß der Turbulenzgrad der Hauptströmung keinen wesentlichen Einfluß auf die Ausprägung der Strömungsformen an sich hat, aber einen deutlichen Einfluß auf ihr erstes Auftreten bei konstantem Öffnungswinkel und Längenverhältnis. So zeigte sich, daß eine hohe Eintrittsturbulenz der Hauptströmung zu einer deutlichen Verschiebung der Linie b-b, die den Bereich der vorübergehenden Ablösung von dem der vollentwickelten Ablösung abgrenzt, zu höheren Öffnungswinkeln bei konstanten Längenverhältnis führt. Der Einfluß auf das Auftreten der ersten deutlichen Ablösungen (Verlauf der Linie a-a) ist dahingegen eher gering und weist für unterschiedliche Längenverhältnisse ein abweichendes Verhalten auf. Für große Längenverhältnisse führt die erhöhte Turbulenz zu einer stärkeren Verschiebung der Linie a-a zu kleineren Öffnungswinkeln, bei kleineren Längenverhältnissen zu größeren Öffnungswinkeln.

Die oben genannten Einschränkungen hinsichtlich der Vergleichbarkeit von Ergebnissen bei unterschiedlichen Diffusorgeometrien wurden bei späteren

Untersuchungen von *McDonald & Fox, 1966* bestätigt, die die Strömung in konischen, wasserdurchströmten Diffusoren untersuchten. Sie konnten zeigen, daß die auftretenden Strömungsformen in ebenen und konischen Diffusoren zwar grundsätzlich ähnlich waren, aber ein prinzipieller Unterschied in der Lage des Maximums des Druckrückgewinns vorhanden war. Während bei ebenen Diffusoren der maximale Druckrückgewinn knapp oberhalb der Linie a-a und damit im Bereich einer Ablösung mit temporärer Rückströmung auftritt, liegt der maximale Druckrückgewinn bei konischen Diffusoren immer unterhalb der Linie a-a und damit im Bereich einer anliegenden Strömung. Diese Untersuchungen wurden allerdings an frei ausblasenden Diffusoren ohne nachfolgende Stromröhre durchgeführt und weisen damit andere Randbedingungen als die Untersuchungen von *Kline, Abbott und Fox, 1959* auf. Eine Abhängigkeit der Diffusorgüte von der Reynoldszahl konnte nur für kleine Reynoldszahlen unterhalb von $Re_D < 7,5 \times 10^4$ festgestellt werden. Für größere Reynoldszahlen bei inkompressibler Strömung zeigen sich Druckrückgewinn, Effektivität und Strömungsformen davon unabhängig. *Kline, 1959* untersuchte ebenfalls den Einfluß der Reynoldszahl auf die Strömungsform. Er zeigte, daß nur eine sehr schwache Abhängigkeit der Strömungsformen von der Reynoldszahl im untersuchten Bereich zwischen $6 \cdot 10^3 < Re_{W1} < 3 \cdot 10^5$ vorhanden ist. Gleiches gilt für die Machzahl, deren Einfluß zu diesem Zeitpunkt aber nicht systematisch untersucht wurde. Ebenfalls ohne entscheidenden Einfluß auf die Strömungsform im Diffusor erwies sich das Seitenverhältnis, wie die Untersuchungen von *Moore und Kline, 1958* ergaben. Bei einer Variation des Seitenverhältnisses im Bereich zwischen $1:4 < AS < 20:1$ wurde kein nennenswerter Einfluß auf die sich ausbildenden Strömungsformen festgestellt.

Den Einfluß einer zunehmenden Grenzschichtdicke auf die Diffusorströmung untersuchte *Uram, 1954* an einem konischen $7,5^\circ$ -Diffusor ($D_1=152\text{mm}$, $L=1170\text{mm}$). Die Variation der Grenzschichtdicke erfolgte über eine Änderung der Vorlauflänge zum Diffusor. Damit konnte die Dicke der turbulenten Grenzschicht von $\delta=7,6\text{mm}$ auf $\delta=23\text{mm}$ erhöht werden. Die Eintrittsgeschwindigkeiten lagen bei $c_1=60\text{m/s}$ respektive $c_1=52\text{m/s}$. Die Messungen zeigten einen nahezu linearen Anstieg des Formparameters H_{12} bis ca. $2/3$ -Diffusorlänge mit einer folgenden Stagnation des Anstiegs der Werte. Die Werte für H_{12} lagen ab ca. 50% Diffusorlänge bei Werten zwischen $2,0 < H_{12} < 3,0$ und somit nach *Truckenbrodt* bei Werten, die auf eine beginnende Ablösung der turbulenten Grenzschicht hindeuteten. Die Zunahme der Grenzschichtdicke um den Faktor 3 am Diffusoreintritt bei konstantem Öffnungswinkel führte allerdings nicht zu einer signifikanten Änderungen des Formparameters oder zum auftreten von Ablösungen im Diffusor. *Abbot, Fox & Kline, 1959* werteten diese Ergebnisse so, daß Änderungen der Grenzschichtdicke keinen entscheidenden Einfluß auf die Strömungsformen im Diffusor haben. Lediglich die Messung des Druckrückgewinns C_p entlang des Diffusors wies auf eine Abhängigkeit der Diffusorströmung von der Grenzschichtdicke hin und zeigte eine geringfügig schlechtere Performance für den Diffusor mit dickerer Grenzschicht.

Weiterführende Versuche über den Einfluß der Austrittsbedingungen auf die Entwicklung der Grenzschichtparameter im Diffusor führten *Robertson & Holl, 1956*, durch. Die Versuche wurden am modifizierten Versuchsstand von *Uram* durchgeführt. Ein Variationsparameter war dabei die Länge des Diffusors, was bei konstantem Öffnungswinkel zu einem kleineren Längen- und Flächenverhältnis führte. Weiterhin wurde an den Diffusoraustritt Auslaßstutzen unterschiedlicher Länge angeschlossen. Die Ergebnisse zeigten im Vergleich mit den Messungen von *Uram* keine Unterschiede

$$\frac{\partial}{\partial \theta}(\ln \eta) = \frac{\partial}{\partial \theta}(\ln C_p) - \frac{\partial}{\partial \theta}(\ln C_{p_{ideal}}) = 0. \quad \text{Gl. 2.1}$$

Da die Steigung des idealen Druckrückgewinns $C_{p_{ideal}}$ über alle Öffnungswinkel positiv ist, muß im Punkt der maximalen Effektivität des Diffusors der reale Druckrückgewinn ebenfalls weiter ansteigen, so daß dessen Maximum bei einem höheren Öffnungswinkel auftreten muß, als das Maximum der Effektivität. Die, aufgrund des größer werdenden Öffnungswinkels und der damit einhergehenden Zunahme der Ablösungen ansteigenden Verluste verringern die Steigung des Druckrückgewinns gegenüber dem idealen Druckrückgewinn immer weiter, bis die Verluste die mögliche Zunahme des Druckrückgewinns aufgrund des steigenden Flächenverhältnisses aufzehren und so im folgenden zu einem Abfall des Druckrückgewinns führen.

Bei allen Untersuchungen zeigte sich, daß dünne Eintrittsgrenzschichten bis zu einem Öffnungswinkel knapp oberhalb der maximalen Effektivität zu einem nahezu gleichen Verlauf von idealem und tatsächlichem Druckrückgewinn führten, so daß hier eine eindimensionale Betrachtung ohne große Abweichungen zulässig ist. Erst oberhalb der maximalen Effektivität weichen die beiden Verläufe auf Grund der einsetzenden Ablösung und ihres dreidimensionalen Charakters immer stärker voneinander ab, so daß hier eine eindimensionale Betrachtung zu größeren Fehlern führt.

Den Einfluß der Machzahl auf den Druckrückgewinn untersuchten *Copp, 1951* und *Little & Wilbure, 1954*. Ihre Messungen legten den Schluß nahe, daß bei einer Auslegung im Bereich des optimalen Druckrückgewinns, d.h. bei einsetzender instabiler Ablösung (Linie a-a), eine Erhöhung der Machzahl eine Abnahme des Druckrückgewinns zur Folge hat. Dies wurde von *Runstadler & Dolan, 1973* durch eigene Messungen an ebenen Diffusoren bestätigt. Sie zeigten, daß bei Diffusoren mit kleinem Öffnungswinkel im Bereich einer angelegten Strömung eine Erhöhung der Diffusoreintritts-Machzahl bis $Ma_{W1}=1,0$ zu einer Erhöhung des Druckrückgewinns führt. Für größere Öffnungswinkel, die zu teilweiser Ablösung mit Rückströmung im Diffusor führen, tritt das Maximum im Druckrückgewinn schon weit unterhalb von $Ma=1,0$ auf und bei weiterer Erhöhung der Machzahl fällt der Druckrückgewinn wieder deutlich ab. Neben dem Einfluß der Machzahl untersuchten *Runstadler & Dolan* auch den Einfluß des Seitenverhältnisses auf die Diffusorgüte. Die Ergebnisse zeigten für die drei untersuchten Seitenverhältnisse von 1:4, 1:1 und 5:1, daß unabhängig von der Machzahl und ansonsten konstanten Eintrittsbedingungen der maximale Druckrückgewinn bei einem Seitenverhältnis von 1:1 zu erwarten ist. Der Einfluß der Diffusor-Reynoldszahl wird als am größten im Bereich des maximalen Druckrückgewinns beschrieben. Hier war mit steigender Reynoldszahl ein zunehmender Druckrückgewinn festzustellen.

Gegenstand weiterer Untersuchungen war die Verbesserung der Diffusorgüte im Bereich der stabilen Ablösung (**Bild 2-1**: Linie b-b). Hier konnten *Moore, 1958* und *Cochran & Kline, 1958* zeigen, daß durch den Einbau von Leitblechen in einen ebenen Weitwinkeldiffusor bei großem Öffnungswinkel ($2\theta=28^\circ$) eine deutliche Verbesserung der Diffusorgüte zu erreichen ist. Untersucht wurden drei unterschiedliche Leitblechkonfigurationen, eine mit zwei Leitblechen über die gesamte Diffusorlänge, eine mit zwei Leitblechen von ca. 1/3 Diffusorlänge beginnend am Diffusoreintritt und eine ohne Leitbleche.

Der Diffusor ohne Leitbleche zeigte einen geringen Druckrückgewinn von $C_p=0,37$ bei einer stabilen Ablösung der Strömung. Nach dem Einbau der Leitbleche über die gesamte Diffusorlänge konnte ein geringfügiger Anstieg des Druckrückgewinns festgestellt werden. Gleichzeitig wurde die Strömung aber instabil, da das Fluid am Diffusoreintritt von den beiden äußeren Kanälen in den mittleren Kanal überströmte. Eine Stabilisierung dieser Strömungsverhältnisse bei einer gleichzeitigen signifikanten Erhöhung des Druckrückgewinns konnte durch den Einbau von kurzen Leitblechen mit $1/3$ -Diffusorlänge erreicht werden. Die Strömung zeigte sich danach in allen drei Diffusorpassagen als anliegend, mit einem Druckrückgewinn von ca. $C_p=0,75$ gegenüber $C_p=0,37$ ohne Leitbleche. Dieses Ergebnis mußte insofern überraschen, da der Druckanstieg unter Verwendung der kurzen Leitbleche mehr als doppelt so groß war, wie ohne Leitbleche, trotzdem aber zu einer angelegten Strömung führte.

Weiterführende Untersuchungen über Einflüsse auf die Strömungsformen und die Güte in ebenen Diffusoren bei niedrigen Machzahlen ($Ma < 0,2$) und hohen Reynoldszahlen ($Re_{W1} > 10^4$) führten *Waitman, Reneau & Kline, 1961* durch. Gegenstand der Untersuchungen war sowohl eine Variation des Längenverhältnis L/W_1 , als auch der Eintrittsgrenzschicht und der Eintrittsturbulenz.

Die Ergebnisse bei einer Variation der Eintrittsturbulenz bestätigten weitestgehend die Ergebnisse der Untersuchungen von *Kline, Abbott & Fox, 1959*, die in **Bild 2-1** für den Einfluß der Hauptströmungsturbulenz auf die Strömungsformen dargestellt sind. Gleichzeitig zeigte sich ein Anstieg des Druckrückgewinns für einen steigenden Turbulenzgrad der Hauptströmung. Hier führt ein erhöhter Impulsaustausch dazu, daß das Ablösegebiet verkleinert und der Druckrückgewinn entsprechend verbessert wird. Weiterhin bestätigt wurde, daß eine zunehmende Eintrittsblockade zu einer deutlichen Verringerung der Güte führte. Der Einfluß auf die Strömungsformen war allerdings auch bei großen Änderungen der Eintrittsbedingungen vernachlässigbar.

Eine Variation des Längenverhältnis ergab dahingegen eine deutlich unterschiedliche Ausprägung der Ablösung im Diffusor. Während bei Längenverhältnissen von $L/W_1=8$ und $L/W_1=12$ bei steigendem Öffnungswinkel sich die Ablösung von den Diffusorwänden ausgehend im Diffusor ausbreitete, ging die Ablösung bei einem Längenverhältnis von $N/W_1=48$ von den parallelen Seitenwänden aus. Die auftretenden Strömungsphänomene an sich blieben davon allerdings unbeeinflusst.

Ergänzende Untersuchungen zu den oben beschriebenen Aspekten des Diffusorverhaltens wurden von *Fox & Kline, 1962* durchgeführt, die den Bereich unterhalb eines Längenverhältnisses $L/W_1=4$ und oberhalb $L/W_1=24$ detaillierter untersuchten. Dabei stellten sie fest, daß der Bereich der vorübergehenden Ablösung (Linie a-a) um so früher einsetzt, je größer das Längenverhältnis L/W_1 wird. Das heißt, daß die Linie a-a in **Bild 2-1** für Längenverhältnisse größer 20 deutlich steiler abfällt, als es die lineare Fortführung der in **Bild 2-1** eingezeichneten Linie ergeben würde. Es zeigte sich außerdem, daß schon ab einem Längenverhältnis von $L/W_1 > 16$ sich die Ablösung von den Ecken ausgehend über die parallelen Seitenwände ausbreitet und nicht mehr von den divergierenden Diffusorwänden ausgeht.

Ein weiterer wichtiger Parameter bei den Arbeiten von *Fox & Kline, 1962* war die Variation der Austrittsrandbedingung. Hier wurden verschiedene Versperrungen in unterschiedlichen Abständen stromab des Diffusors installiert. Die Versuche wurden,

entsprechend den Versuchen von *Kline, Abbott und Fox, 1959* an einem wasserdurchströmten Diffusor mit einer offenen Oberfläche durchgeführt. Die Ergebnisse variierten damit auch geringfügig in Abhängigkeit von der in den Versuchen eingestellten Wassertiefe. Es wurde festgestellt, daß für kleine Längenverhältnisse von $L/W_1 \leq 6$ eine teilweise Versperrung des Austrittsquerschnitts zu einer merklichen Verschiebung der Linie a-a zu höheren Öffnungswinkeln hin führt. Dieser Effekt ist um so deutlicher ausgeprägt, je kleiner das Längenverhältnis ist. Der Übergang zur vollentwickelten Ablösung (Linie b-b) bleibt bei ansonsten gleichen Randbedingungen von einer stromab liegenden Versperrung unbeeinflusst.

Einen weiteren Hinweis auf den Einfluß stromab des Diffusors liegender Elemente gaben *Reneau, Johnston & Kline, 1967*. Als Versuchsstrecke diente die schon von *Fox & Kline, 1962* verwendete Versuchsanlage. Sie wiesen darauf hin, daß ein Element stromab des Diffusors, welches größere Verluste als dieser selbst verursacht, zu einer Rückführung der Strömung vom abgelösten Zustand in den unabgelösten Zustand führen kann. Ist der Diffusor selbst die größte Verlustquelle, so hat diese Austrittsrandbedingung keinen merklichen Einfluß auf die im Diffusor vorherrschende Strömung. Eine detaillierte Beschreibung der dazu durchgeführten Versuche wurde nicht gegeben.

Die im weiteren beschriebenen Versuche wurden mit direkter Ausblasung des Diffusors in die Umgebung oder in ein großes Plenum durchgeführt. Sie bestätigten aber trotzdem weitestgehend die Ergebnisse der Untersuchungen von *Kline, 1959*, die sich weitestgehend auf Diffusoren mit stromab liegenden Elementen bezogen. Die maximale Reynoldszahl lag mit $Re_{W1} = 5 \cdot 10^4$ deutlich unterhalb der, bei den von *Kline, 1959* ausgewerteten Versuche mit ca. $Re_{W1, \max} = 2,8 \cdot 10^6$.

Die Autoren gaben erstmals eine Größenordnung für die zeitliche Ausprägung der einzelnen Vorgänge im Bereich der vorübergehenden Ablösung an, wozu eine diffusorabhängige Zeit mit $t = N/U_1$ (N Diffusorwandlänge; U_1 mittlere Eintrittsgeschwindigkeit) gebildet wurde. Die beobachteten Strömungsänderungen, der Aufbau der Ablösung, die Ausbildung des Rezirkulationsgebiets und das anschließende Auswaschen aus dem Diffusor, benötigen danach eine Zeit in der Größenordnung von $100t$ (lange Zeitskala). Dabei sind die Vorgänge nicht periodisch, sondern treten in unregelmäßigen Abständen auf. Kleinere Strömungsänderungen, wie die Pulsation der Ablösung oder ihre örtliche Verlagerung innerhalb des Diffusors liegen in ihrer zeitlichen Ausprägung in der Größenordnung von ca. $10t$ (kurze Zeitskala).

Weitergehende Untersuchungen zu den Zeitskalen der im ebenen Diffusor auftretenden Strömungsformen führten *Smith, C.R. jr. & Kline, 1974* durch. Dazu wurde das Ablöseverhalten sowohl bei ungestörter als auch bei periodisch gestörter Zuströmung von wasserdurchströmten Diffusoren untersucht. Der verwendete Versuchsaufbau entsprach dem von *Reneau, Johnston & Kline, 1967* mit den entsprechenden Randbedingungen. Anhand von visuellen Beobachtungen wurde die Bandbreite der natürlichen Ablöseperiode bei ungestörter Zuströmung ermittelt. Die Stallperiode wird dabei als abhängig von der Diffusorlänge, dem Öffnungswinkel und der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit angesehen, wobei eine quantitative Beschreibung in Abhängigkeit von diesen drei Größen allerdings nicht erfolgte. Als Bereich mit der die Ablöseperioden auftraten, wurde eine Periodendauer von $0,3 \cdot T_{N, \text{mittel}} < T_{N, \text{mittel}} < 2 \cdot T_{N, \text{mittel}}$ angegeben. Durch wiederholte Versuche wurde ermittelt, daß die mittlere

Ablöseperiode reproduzierbar, der Ablauf der einzelnen Ablösevorgänge und ihre zeitliche Erstreckung aber von Versuch zu Versuch sehr unterschiedlich ist. Weiterhin wies die Periodendauerverteilung in allen Fällen eine Schiefe in Richtung zu kleineren Werten vom Mittelwert auf.

Untersuchungen mit periodisch gestörter Zuströmung beschäftigten sich mit der Frage, in welchem Bereich eine Beeinflussung der natürlichen Ablöseperiode stattfindet. Die Periodendauer P der Störung wurde dabei im Bereich von $0.25 T_{N,mittel} < P < 3 T_{N,mittel}$ variiert. Es zeigte sich, daß bei einer Periodendauer der Störung im Bereich von $0.25 T_{N,mittel} < P < 0.5 T_{N,mittel}$ kein Einfluß auf die natürliche Ablöseperiode festzustellen war. Lag die Periodendauer im Bereich von $0.5 T_{N,mittel} < P < T_{N,mittel}$ wurde die Ablösung durch die Störung getriggert, d.h. die Ablösung folgte der Störung. Bei einem Vergleich der Periodendauerverteilung ergab sich gegenüber den Messungen ohne aufgeprägte Störung als Charakteristikum eine Verteilung mit geringerer Schiefe und Standardabweichung. Für $P > T_{N,mittel}$ konnte keine Beeinflussung durch die aufgeprägte Störung festgestellt werden und die Ablösung folgte ihrer natürlichen Periodendauer.

Eine genauere Beschreibung der beiden Zeitskalen im Bereich der vorübergehenden Ablösung lieferte *Smith, C.R., 1978*. Die Zeitskala τ wurde dabei als das Produkt der mittleren, natürlichen Ablöseperiode $T_{N,mittel}$ und einer charakteristischen Frequenz $f_{St} = U_{1,mittel} / (N \cdot \sin 2\theta)$ beschrieben. Der Wert von $\tau = T_{N,mittel} \cdot f_{St}$ wurde für die lange Zeitskala mit $\tau \approx 4000$ und für die kurze Zeitskala mit $\tau \approx 1000$ angegeben. Da sich für Wasserdifusoren ein um den Faktor 20 kleinerer Wert von τ ergab, wurde eine Reynoldszahlabhängigkeit eingeführt. Damit ergab sich eine Größe $S = \tau Re_{W1}^{-0.825}$ mit $S = 0.1 \pm 0.04$ zur Beschreibung der Periodendauer der vorübergehenden Ablösung im Diffusor.

Mit den Zeitskalen der abgelösten Strömung befaßten sich auch *Kwong & Dowling 1994* in ihren experimentellen und analytischen Untersuchungen zu instationären Strömungen in Diffusoren. Untersucht wurden sowohl ebene, als auch konische Diffusoren, deren Austritt in ein Plenum mit den Maßen $1,82 \times 1,21 \times 1,21 \text{ m}^3$ erfolgte. Ihre Messungen zeigten, daß bei beginnender Ablösung im Diffusor diskrete Frequenzbereiche angeregt werden, die bei steigendem Öffnungswinkel immer stärker hervortreten. Eine Erhöhung der Diffusoreintrittsgeschwindigkeit führt dabei zu einer Verschiebung zu höheren Frequenzen mit einer gleichzeitigen Verbreiterung des angeregten Frequenzbereichs. Eine analytische Betrachtung zeigte, daß diese Frequenzen stark von den Resonanzfrequenzen des Plenums abhängig waren. Das verwendete Rechenmodell auf der Basis der instationären Bernoulli-Gleichung zeigte dabei eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. Die von *Smith, C.R., 1978* aufgestellten Reynoldszahlabhängigkeiten der Ablöseperioden konnten in ihren Untersuchungen nur für wasserdurchströmte Diffusoren bestätigt werden. Für luftdurchströmte Diffusoren zeigte sich dahingegen keine Übereinstimmung.

Die durch die instationären Ablösungen verursachten Störungen der Zuströmung zum Diffusor standen bei den Untersuchungen von *Smith & Layne, 1979* im Vordergrund. Variiert wurden hier das Längenverhältnis ($L/W_1 = 1,5/3/6$) sowie die Länge der Vorlaufstrecke zum Diffusor ($L/W_1 = 2$ und 8), was eine Änderung der Eintrittsblockade zur Folge hatte. Zur Beurteilung der, durch die instationären Ablösung generierten, Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen wurde eine instationärer Druckbeiwert $\Delta C_p = \Delta p / (0,5 \cdot \rho \cdot U_{1,mittel}^2)$, mit Δp als mittlerem RMS-Wert des statischen

Druckrückgewinns C_p im Diffusor, definiert. Es zeigte sich für alle Parametervariationen, daß bei einem Diffusor mit einem Längenverhältnis von $L/W_1=6$ die größten Schwankungen auftraten, die in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel ihr Maximum bei ca. $2\theta=20^\circ$ besitzen. Dabei betrug die Schwankung des C_p -Wertes bis zu 35% des mittleren C_p -Wertes. Das gleiche Ergebnis zeigte sich bei der Auswertung der Geschwindigkeitsschwankungen in der Vorlaufstrecke zum Diffusor mit Schwankungen von bis zu 12% der mittleren Zuströmgeschwindigkeit. Eine Abhängigkeit der Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen von der Reynoldszahl ($Re_{W_1} = 3 \cdot 10^5$ und $4.5 \cdot 10^5$) wurde nicht festgestellt.

Den Einfluß der Diffusorwandform auf die Strömung in ebenen, zweidimensionalen Diffusoren untersuchten *Carlson, Johnston & Sagi, 1967*. Für ihre Versuche verwendeten sie luftdurchströmte Diffusoren mit glockenförmigen, geraden und trompetenförmigen Diffusorwänden, bei ansonsten gleichen Abmessungen. Die Eintrittsgeschwindigkeit betrug ca. $c_1=46\text{m/s}$, die Reynoldszahl ca. $Re_{W_1}=1,6 \cdot 10^5$. Es zeigte sich, daß glockenförmige Diffusoren im Bereich anliegender Strömung einen etwas besseren Druckaufbau aufweisen, als gerade Diffusoren. Wird der Diffusor im Bereich der vorübergehend abgelösten Strömung betrieben, so kehren sich die Verhältnisse um und der gerade Diffusor weist einen etwas höheren Druckrückgewinn auf. Ein Diffusor mit trompetenförmigen Diffusorwänden weist in jedem Fall den etwas schlechteren Druckaufbau auf. Grundsätzliche Unterschiede in der Ausbildung der Strömungsformen zeigten sich nicht. Allerdings wiesen die Diffusoren mit konturierten Wänden oberhalb des maximalen Druckrückgewinns einen steileren Abfall bei steigendem Öffnungswinkel auf, da sich in ihnen schneller eine stabile Ablösung mit entsprechend niedrigerem Druckrückgewinn ausbildete. Damit zeigte sich, daß eine Konturierung der Diffusorwände nur einen geringfügigen Vorteil bietet, wenn die Diffusoren im Bereich der einsetzenden, vorübergehenden Ablösung betrieben werden. Ähnliche Untersuchungen wurden auch von *Gersten, 1983* durchgeführt. Auch seine Ergebnisse zeigten, daß ebene Diffusoren im Mittel einen guten Druckrückgewinn liefern. Außerhalb des optimalen Bereichs läßt sich durch eine Konturierung aber eine Verbesserung der Güte erzielen. So weist für Flächenverhältnisse von $AR>3$ im Bereich einer abgelösten Strömung der trompetenförmige Diffusor, für Flächenverhältnisse $AR<3$ der glockenförmige, eine bessere Performance auf.

Detaillierte Untersuchungen zur abgelösten Diffusorströmung führte auch *N. Weiser, 1992* durch. Er untersuchte an einem konischen Diffusor u.a. die Wiederanlegelänge in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel des Diffusors zwischen $12^\circ < 2\theta < 180^\circ$. Als Versuchsobjekt diente ihm ein konischer Diffusor ($D_1=50\text{mm}$, $D_2=80\text{mm}$) mit konstanten Flächenverhältnis ($AR=2,56$) bei variablem Längenverhältnis. Die Reynoldszahl der Untersuchung lag zwischen $10^3 < Re_D < 7 \cdot 10^4$. Als weiterer Parameter wurde die Vorlauflänge variiert, womit es möglich war sowohl eine Strömung mit ausgeprägtem Potentialkern, als auch eine voll ausgebildete turbulente Strömung am Diffusoreintritt zu erzeugen. Zur Erfassung der räumlichen Strömungsphänomene der abgelösten Diffusorströmung wurde eine optisch zugängliche, äquivalente Meßstrecke aufgebaut, die mit einem optisch angepaßten Ölgemisch betrieben wurde. Die Messungen erfolgten hier mit einem LDA-System, so daß Wirbel und Ablösegebiete durch die Untersuchung nicht beeinflußt wurden.

Weiser stellte fest, daß in Abhängigkeit vom Ablösemechanismus (druckinduziert bzw. konturbedingt) unterschiedliche Wirbelsysteme in der Ablösung auftreten. Während bei

der druckinduzierten Ablösung ($\theta < 18^\circ$) nur ein Wirbel im Ablösegebiet auftrat, konnte man bei der konturbedingten Ablösung ($\theta > 18^\circ$) unterhalb des Primärwirbels einen entgegengesetzt drehenden Sekundärwirbel feststellen. Für einen 36° -Diffusor ($\theta = 18^\circ$) wurde ein oszillieren dieses Phänomens festgestellt, d.h., der Sekundärwirbel trat periodisch auf. Gleichzeitig wies dieser Diffusor die höchsten Geschwindigkeitsschwankungen sowie die geringste Wiederanlegelänge aller untersuchten Diffusoren auf.

3. Analytische Betrachtungen zum Stabilitätsverhalten von Diffusoren

Die analytischen Untersuchungen sollen anhand eines 1-D-Modells die grundlegenden Eigenschaften eines Systems mit positiven Druckgradienten, d.h. eines verdichtenden Systems, verdeutlichen. Für die Untersuchung wird ein linearisiertes 1-D-Modell verwendet, daß sich zur Beschreibung akustischer Instabilitäten eignet (Lou, W.; Reitebuch, D.; & Hourmouziadis, J.; 1998). Das Modell besteht aus einzelnen, isentrop durchströmten Stromröhren an deren Rändern Querschnittssprünge und durch entsprechende Störfunktionen Energie- und Massenzufuhr sowie Reibungsverluste simuliert werden können. Das betrachtete Medium ist Luft, die als ideales Gas betrachtet wurde. Der Strömungszustand in den Rohrelementen wird durch die Feldgrößen Dichte ρ , Geschwindigkeit c und Druck p beschrieben und die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie wurden im Sinne einer Stromfadentheorie formuliert. Innerhalb der einzelnen Stromröhren werden alle Feldgrößen als konstant angenommen und Änderungen werden nur an den Übergängen der einzelnen Elemente über Quellterme erlaubt. Das Modell eignet sich zur Bestimmung der Eigenfrequenzen und erlaubt eine Aussage über die Anfachung oder Dämpfung in dem betrachteten System, es ist aber nicht in der Lage die zeitliche Entwicklung der Instabilität zu bestimmen.

Mit den Gleichungen für die einzelne Stromröhre wird eine Strömungsstrecke (hier ein Diffusor) mit folgendem Aufbau modelliert:

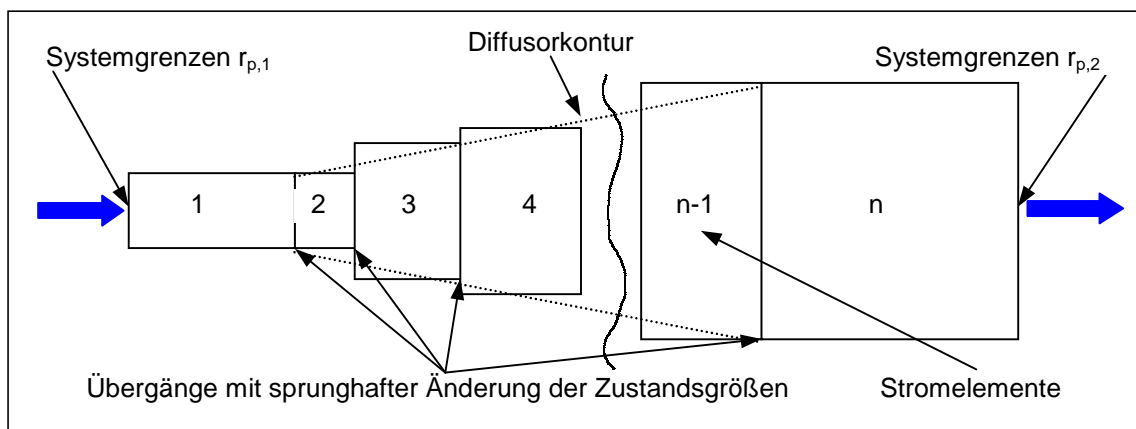


Bild 3-1: Modell zur Beschreibung beliebiger Strömungsstrecken.

Das Gleichungssystem für die einzelne Stromröhre lautet:

$$\text{Massenerhaltung} \quad \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + A \frac{\partial(\rho c)}{\partial x} = 0 \quad \text{Gl. 3.1}$$

$$\text{Impulserhaltung} \quad \rho \frac{\partial c}{\partial t} + c \rho \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{Gl. 3.2}$$

$$\text{Energieerhaltung} \quad \frac{\partial(pA)}{\partial t} + \kappa A p \frac{\partial c}{\partial x} + c A \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{Gl. 3.3}$$

Die Strömungsgrößen im System werden dabei in eine Grundströmung und in eine überlagerte Störbewegung unterteilt, so daß sich für die Strömungsgrößen folgende Formulierung ergibt:

$$\text{Strömungsgrößen} \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad c = \bar{c} + c', \quad p = \bar{p} + p' \quad \text{Gl. 3.4 (a, b, c)}$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Störbewegung klein im Vergleich zu den Werten der Grundströmung sind. Wird Gleichung 3.4 in die Gleichungen 3.1÷3.3 eingesetzt erhält man unter Vernachlässigung der Terme 2. Ordnung und anschließender Normierung folgendes dimensionsloses Gleichungssystem:

$$\text{Gleichungssystem} \quad \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ c \\ p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Ma & 1 & 0 \\ 0 & Ma & 1 \\ 0 & 1 & Ma \end{bmatrix} * \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho \\ c \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 3.5}$$

Das Gleichungssystem hat wellenförmige Lösungen der Form

$$\begin{bmatrix} \rho \\ c \\ p \end{bmatrix} = e^{i(\sigma x - \omega \tau)} U_k \quad \text{Gl. 3.6}$$

mit U_k als Eigenvektor.

Die Randbedingungen für das System wurden so formuliert, daß die Angabe eines Reflexionsfaktors an den Systemgrenzen möglich war, was den natürlichen Randbedingungen von Strömungsmündungen entspricht. Der Reflexionsfaktor bestimmt dabei, wie stark die hinlaufende Welle in der Stromröhre an den Systemgrenzen reflektiert und in eine rücklaufende Welle verwandelt wird. Der Reflexionsfaktor besitzt dabei nach *Mechel, Schiltz & Dietz, 1964* nicht nur eine Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit in der Austrittsebene, sondern zeigt auch eine Abhängigkeit von der jeweiligen Frequenz. Dabei kann es bei freien Mündungen bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit und höheren Frequenzen ($>0,5 \div 1,0 \text{ kHz}$) zu Reflexionsfaktoren größer Eins kommen. Mit weiter steigender Frequenz fällt der Reflexionsfaktor dann wieder ab. Für diesen Bereich konnten *Mechel et al.* für Versuche an einem geraden Rohr als empirische Formel für die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Machzahl mit $r_p(0)$ als Reflexionsfaktor ohne Strömung folgende Formel angeben:

$$\text{Reflexionsfaktor } r_p \quad r_p(Ma) = r_p(0) \cdot [1 + 2,0Ma] \quad \text{Gl. 3.7}$$

Dabei bezieht sich der Reflexionsfaktor r_p ausschließlich auf den Schalldruck und nicht auf die Schallenergie, deren Reflexionsfaktor immer gleich oder kleiner Eins ist.

Wird die Mündung durch Gitter versperrt, nimmt der Reflexionsfaktor der Mündung mit steigender Versperrung bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit ab. Für niedrige Bedeckungsgrade ($<20\%$) nimmt der Reflexionsfaktor mit steigender Strömungsgeschwindigkeit zu, für hohe Bedeckungsgrade (29%) nimmt der Reflexionsfaktor mit steigender Strömungsgeschwindigkeit ab.

Das Verhalten des Reflexionsfaktors bei unterschiedlichen Strömungsbedingungen ist insofern von grundlegender Bedeutung, da damit die Druckamplitude der an den Systemgrenzen rücklaufenden Welle bestimmt wird. Das heißt, bei nicht reflektierenden Randbedingungen ($r_p=0$) wird die einlaufende Druckwelle an den Systemgrenzen geschluckt und das System bleibt in jedem Fall stabil.

Lou, W.; Reitebuch, D.; & Hourmouziadis, J.; 1998 konnten anhand des 1D-Modells zeigen, daß alle Systeme mit insgesamt beschleunigter Strömung inhärent stabil sind, Systeme mit insgesamt verzögerter Strömung inhärent instabil sind. Strömungsverluste durch Reibung und Energiezufuhr stabilisieren die Strömung und schränken den instabilen Bereich deutlich ein. Geht der Reflexionsfaktor an den Systemgrenzen gegen Null, so wird die Anfachung von Druckschwankungen im System vollständig unterdrückt und auch Systeme mit positiven Druckgradienten bleiben dadurch stabil.

Durch eine Erweiterung des Modells auf n Stromröhren konnte die Abhängigkeit der Anfachung im Diffusor vom Öffnungswinkel untersucht werden. Dazu wurde der experimentell untersuchte Diffusor durch mehrere Stromröhren ($n=7\div 10$) stufenweise angenähert. Gleichzeitig wurde stromauf und stromab eine weitere Stromröhre hinzugefügt, um die geometrischen Randbedingungen der Versuchsstrecke simulieren zu können.

Folgende Darstellung zeigt, daß die Anfachungsrate der Druckschwankungen vom Öffnungswinkel und von der Machzahl am Diffusoreintritt abhängt. Der Reflexionsfaktor r_p am Systemeintritt und -austritt wird hier mit Eins angenommen. Das heißt, die einlaufende Welle wird vollständig mit einem Phasensprung von 180° reflektiert, was einem freien Austritt in die Umgebung ohne Versperrung entspricht.

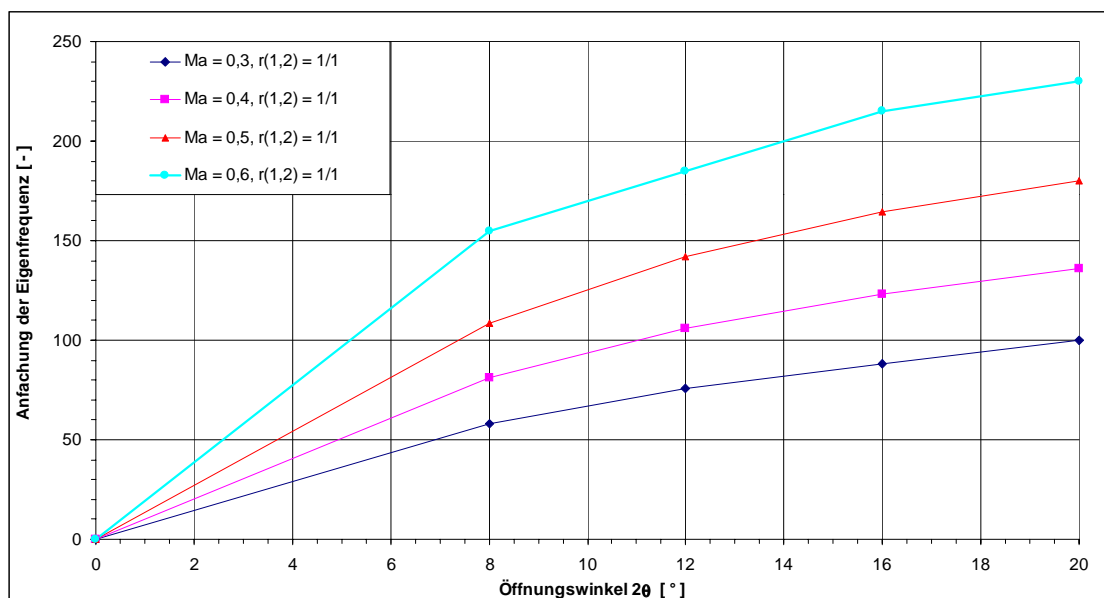


Bild 3-2: Anfachung der Eigenfrequenz in Abhängigkeit von Öffnungswinkel und Machzahl

Wie der Vergleich mit den experimentellen Ergebnisse (**Bild 3-3 und Bild 3-4**) zeigt, korrespondieren die Ergebnisse der 1D-Modellierung mit den Ergebnissen der Messungen. Dort wurde bei steigenden Öffnungswinkel und steigender Machzahl ebenfalls eine Zunahme der Druckschwankungen festgestellt.

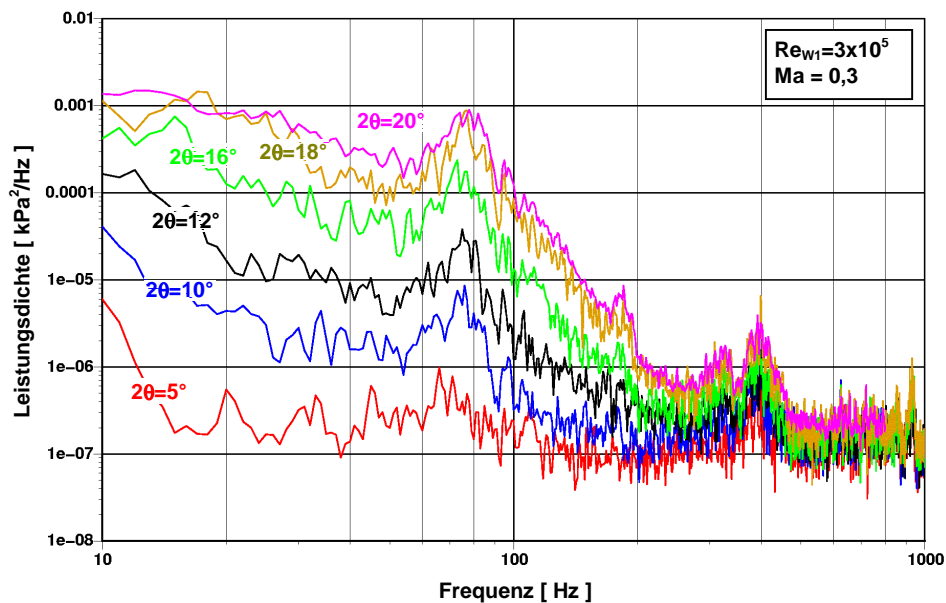


Bild 3-3: Anfachung der Eigenfrequenzen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel

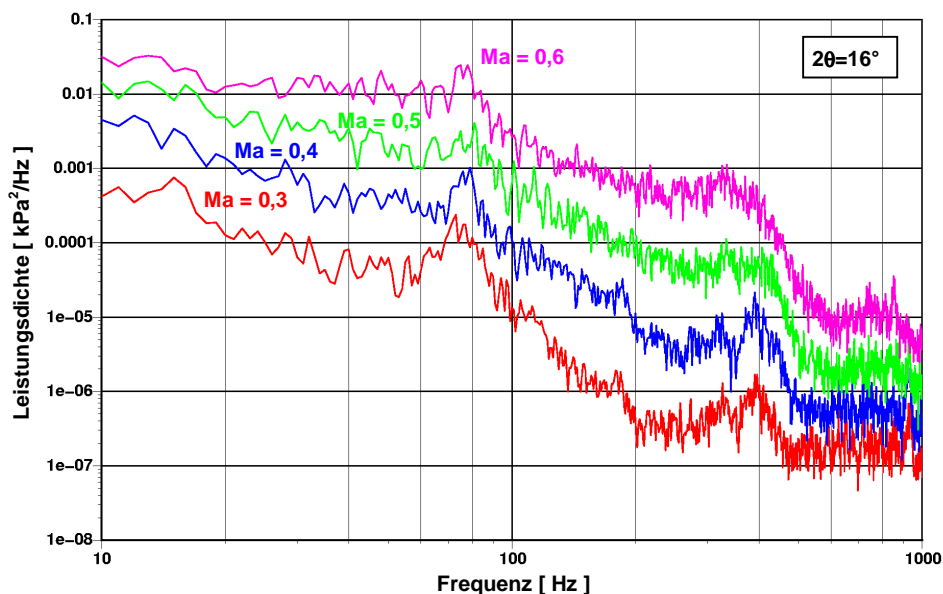


Bild 3-4: Anfachung der Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von der Machzahl

Wird der Reflexionsfaktor verringert und treten gleichzeitig Verluste in den einzelnen Querschnittsübergängen auf, kann das System einen stabilen Zustand annehmen. Wie **Bild 3-5** zeigt, spielt die Änderung des Reflexionsfaktors dabei eine wesentliche Rolle für die Stabilität des Systems. Während bei vollständiger Reflexion am Diffusoraustritt und Verlusten in den Querschnittsübergängen der Diffusor weiterhin instabil ist, führt eine Verringerung des Reflexionsfaktors bei gleichbleibenden Verlusten zu einer deutlich geringeren Anfachung der Eigenfrequenzen. Für eine niedrige Machzahl (hier: $Ma=0,25$) kann das System dadurch bis zu großen Öffnungswinkeln stabil bleiben. Eine Zunahme der Machzahl führt auch hier wieder zu einer Anfachung der Eigenfrequenzen.

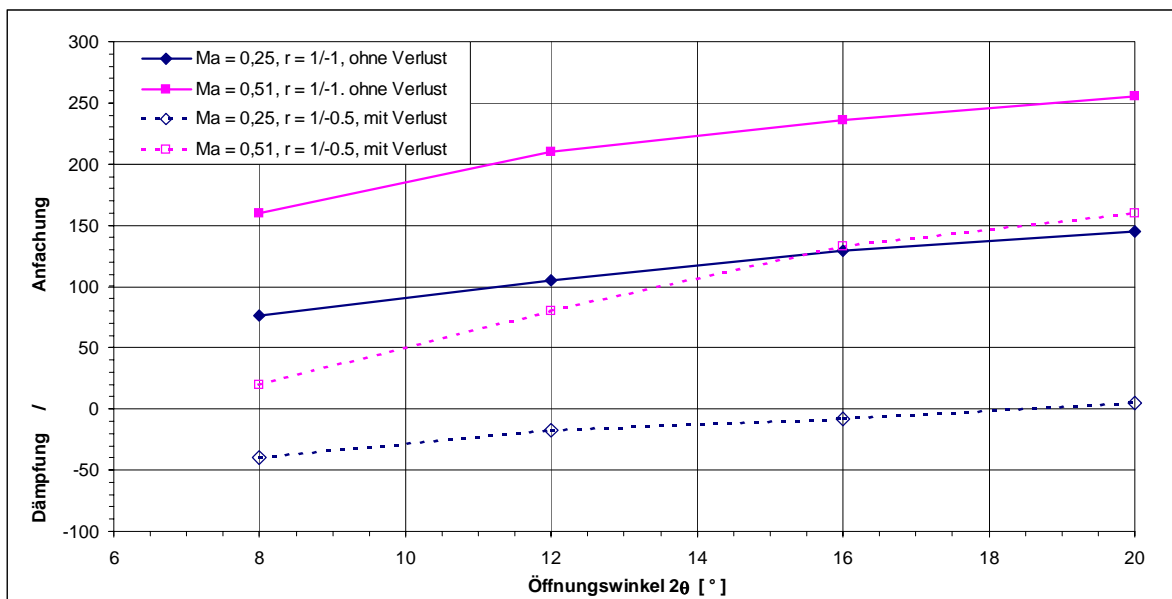


Bild 3-5: Einfluß der Verluste und des Reflexionsfaktors auf die Anfachung

Das Verhalten des Diffusors wird aber nicht nur durch die beschriebenen linearen Instabilitäten kleiner Amplitude bestimmt, sondern ist stark von niederfrequenten, nichtharmonischen Druckänderungen hoher Amplitude gekennzeichnet. Diese Störungen treten in unregelmäßigen Abständen bei abgelöster Strömung im Diffusor auf und können den Betriebspunkt des Systems verändern, bevor es nach einer unbestimmten Zeit wieder in den Ursprungszustand übergeht. Dieses Verhalten ist auf einen begrenzten Betriebsbereich beschränkt und tritt in Abhängigkeit vom Ablösezustand im Diffusor auf. Diese Phänomene sind durch ein einfaches 1-D-Modell nicht zu erfassen und entziehen sich der analytischen Betrachtung. In den nachfolgend beschriebenen Experimenten wird auf diese Phänomene näher eingegangen und ihre Charakteristik eingehend beschrieben.

4. Versuchsaufbau und Meßtechnik

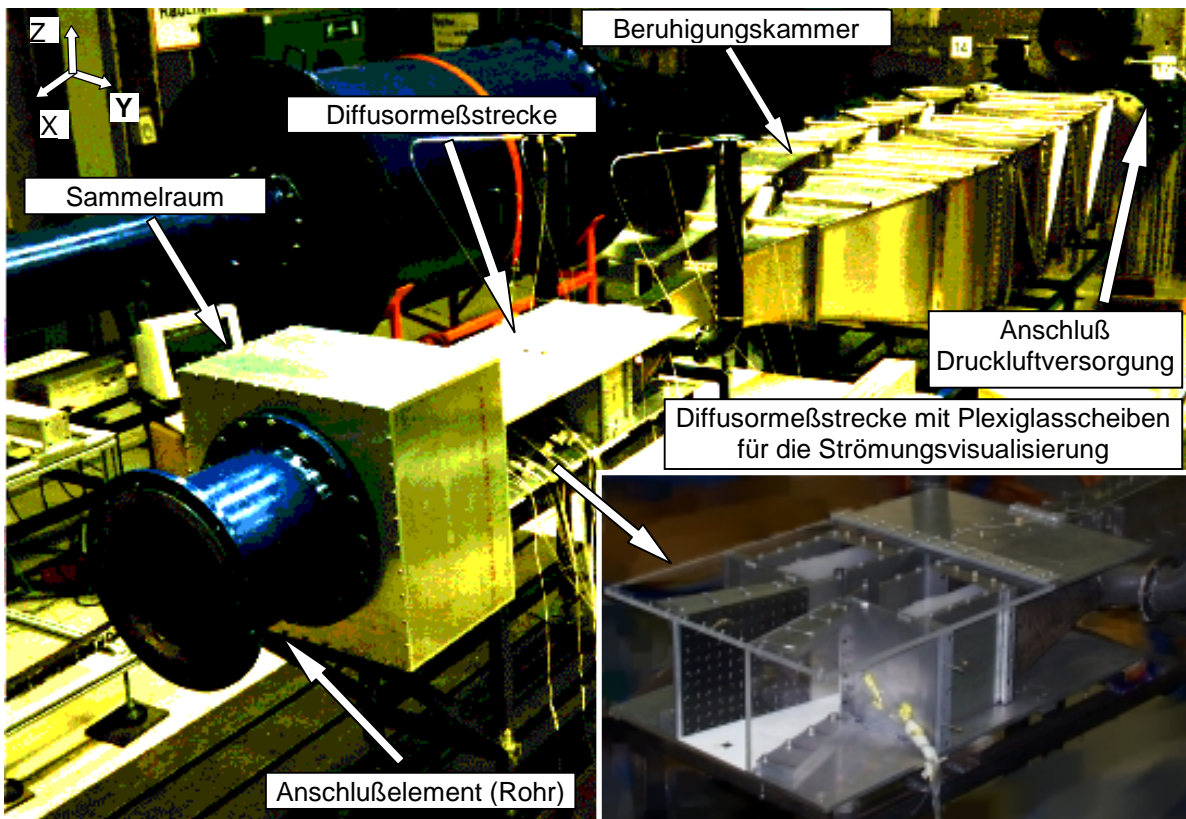


Bild 4-1: Versuchsaufbau mit Beruhigungskammer und Düse

Das Konzept für die Versuchsstrecke zur Untersuchung des Stabilitätsverhalten von ebenen Diffusoren entstand aus dem Zusammenspiel der Anforderungen des Forschungsprojekts, sowie der am Institut für Luft- und Raumfahrt (ILR) vorhandenen räumlichen und versuchstechnischen Möglichkeiten. Die räumlichen Voraussetzungen waren durch die Triebwerkshalle des ILR, die versuchstechnischen Rahmenbedingungen durch die vorhandene Druckluftzentrale mit drei Radialverdichtern vom Typ DEMAG Sez5R vorgegeben.

4.1 Konzeption der Versuchsanlage

Das zentrale Element des Versuchsaufbaus ist ein ebener Diffusor mit verstellbaren Diffusorwänden, der als ein einfaches Verdichtungssystem betrachtet werden kann. Der rechteckige Strömungsquerschnitt wurde auf Grund der geometrischen Ähnlichkeit mit Schaufelkanälen in Verdichtern (siehe **Bild 1-1**) gewählt. Diese Geometrie bietet gleichzeitig den Vorteil einer einfachen Variation des Flächenverhältnisses durch eine stufenlose Verstellung der Diffusorwände. Der weitere konzeptionelle Aufbau der Versuchsstrecke gewährleistet, daß einzelne Baugruppen jederzeit ohne großen Aufwand auszutauschen sind, um so eine größtmögliche Flexibilität zu erhalten. Insbesondere sollte es problemlos möglich sein, stromab des Diffusors beliebige Strömungselemente in verschiedenen Kombinationen anzuschließen, um deren Einfluß auf das Strömungs- und Stabilitätsverhalten des Diffusors zu untersuchen.

Die Abmessungen des Diffusors wurden durch die angestrebte Machzahl der Strömung am Diffusoreintritt und das Kennfeld der zur Verfügung stehenden Verdichter bestimmt. Die Machzahl als Hauptauslegungsparameter sollte im Bereich einer kompressiblen Unterschallströmung liegen und wurde mit einem Auslegungswert von $Ma_{W1}=0,6$ angenommen, wodurch gleichzeitig der maximale Diffusoreintrittsquerschnitt festgelegt wurde.

Für die Druckluftversorgung wurden zwei Radialverdichter vom Typ Demag Sez5R eingesetzt, für die die Möglichkeit der Kühlung der verdichteten Luft und somit einer Einstellung der Totaltemperatur bestand. Dadurch war, in Abhängigkeit von den Umgebungsbedingungen und dem Betriebspunkt der Verdichter, eine Variation der Lufttemperatur zwischen ca. 20°C bis 90°C möglich. Der Nennmassenstrom der zwei parallel geschalteten Verdichter lag bei 3,0 kg/s bei einem Druckverhältnis von 2,0. Die Regelung der Verdichter erfolgte bei konstanter Drehzahl über Vorleiträder, so daß ein weiter Arbeitsbereich zur Verfügung stand.

Die Strömungsstrecke zum Diffusor wurde so gestaltet, daß die Grenzschicht an den schwenkbaren Diffusorwänden vor ihrem Eintritt in den Diffusor ausgeblasen werden konnte, um so den Arbeitsbereich der Meßstrecke zu erweitern. Durch den Ausblasmassenstrom verringert sich gleichzeitig der verfügbare Massenstrom durch den Diffusor, was im Hinblick auf den angestrebten Machzahlbereich eine weitere Begrenzung des Eintrittsquerschnitts zur Folge hatte. Für die Grenzschicht auf den parallelen Seitenwänden wurde keine Ausblasung vorgesehen.

Die Konstruktion der Beruhigungskammer und der Düse erfolgte im Zusammenspiel mit weiteren Forschungsprojekten, woraus sich eine Beruhigungskammer und Düse mit rechteckigem Strömungsquerschnitt ergab. Die Besonderheit liegt dabei in einer Düse mit unsymmetrischer Kontraktion in einer Ebene. Um eine gleichförmige Zuströmung zur Versuchsstrecke zu gewährleisten wurde der unsymmetrischen Hauptdüse eine symmetrische Adapterdüse nachgeschaltet, die die Verbindung zur eigentlichen Diffusormeißstrecke bildet.

4.2 Auslegung und Konstruktion

4.2.1 Beruhigungskammer mit Düse

Die eigentliche Meßstrecke mit dem Diffusor wurde über eine neu konstruierte Beruhigungskammer und Düse rechteckigen Querschnitts an die Druckluftversorgung angeschlossen. Die Konstruktion mußte gleichzeitig den Erfordernissen weiterer Projekte genügen, daher wurde die Düse mit einer unsymmetrischen Kontraktion in einer Ebene ausgeführt, die es ermöglichte, diese mit einer weiteren Düse am Austrittsquerschnitt zusammenzuführen. Bei der Auslegung und Konstruktion von Beruhigungskammer und Düse konnte auf Erfahrungen zurückgegriffen werden, die bei dem Entwurf eines Doppelstrom-Windkanals am ILR (*Schröder & Hourmouziadis 1997*) gesammelt wurden.

Die Auslegung der Beruhigungskammer erfolgte nach Richtlinien von *Ganzer, 1984*, die Dimensionierung der Gleichrichter und Siebe erfolgte nach *Bradshaw, P. & Mehta, R.B.; 1979*.

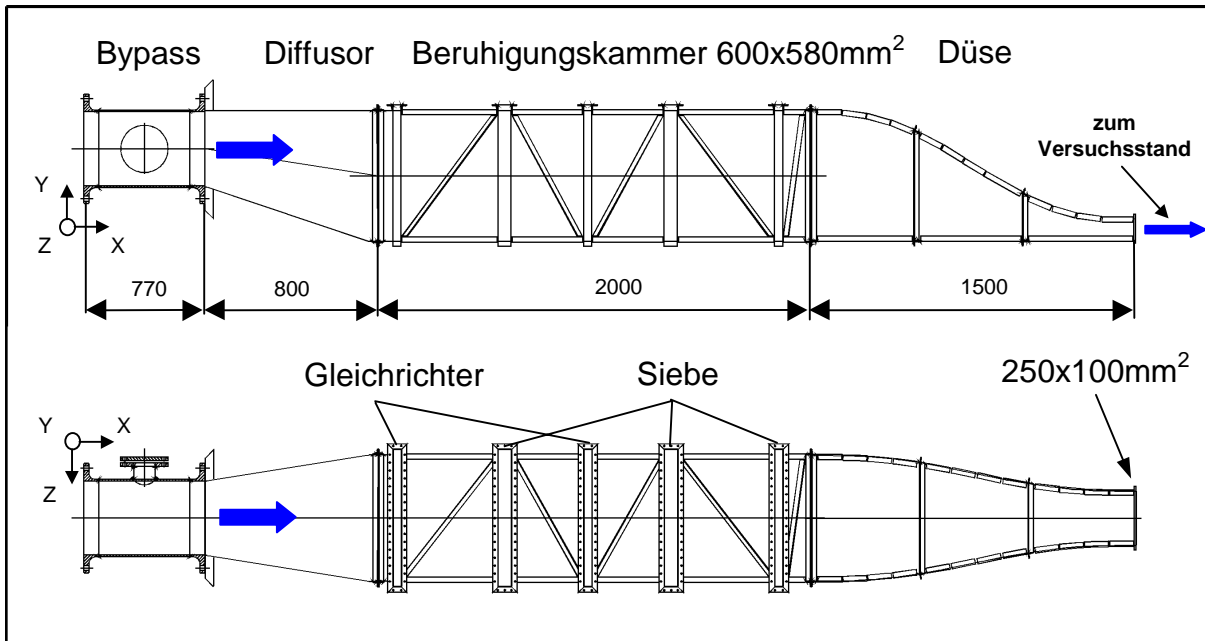


Bild 4.2-1: Beruhigungskammer mit Düse

Die Wabengleichrichter und Siebe (**Bild 4.2-1**) dienen dazu, die Ungleichförmigkeiten aus der Druckluftversorgung zu verringern und für eine gleichmäßige Zuströmung zur Meßstrecke zu sorgen. Siebe und Gleichrichter sind über Kassetteneinschübe leicht auszutauschen und zu reinigen.

Der Übergang von der Beruhigungskammer zur Meßstrecke wird über die unsymmetrische Hauptdüse mit einem Austrittsquerschnitt von 250mm x 100mm hergestellt. An diese schließt sich eine symmetrische Adapterdüse von 500mm Länge mit einem Austrittsquerschnitt von 200mm x 76mm, entsprechend dem Eintrittsquerschnitt der Vorlaufstrecke des Diffusors, an. Sie dient der weiteren Beschleunigung der Strömung und soll gleichzeitig eine gleichmäßigere Zuströmung zum Diffusor sicherstellen.

Alle Düsenkonturen sind entsprechend den Auslegungskriterien durch Polynome fünften Grades angenähert, womit knickfreie Konturen gewährleistet sind. Die Fertigung erfolgte über rechnergesteuerte Biegemaschinen, so daß die gefertigten Düsenkonturen gut an die berechneten Geometrien angepaßt sind. Die gesamte Baugruppe ist aus fertigungstechnischen Gründen aus 2,0 mm Edelstahlblech hergestellt und wurde, um einer Aufweitung der Querschnitte bei hoher Androsselung vorzubeugen, auf allen Flächen durch zusätzliche Rippen aus U-Stählen verstärkt.

4.2.2 Strömungsqualität der Düse

Zur Bestimmung der Strömungsqualität sowie eines möglichen Einflusses der unsymmetrischen Kontraktion der Düse auf die Zuströmung zur Meßstrecke, wurde die Strömung am Austrittsquerschnitt der Adapterdüse vermessen. Dazu wurde sowohl die Verteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, als auch die des Turbulenzgrades der Strömung über den Austrittsquerschnitt ermittelt. Die Abtastung der Austrittsebene

erfolgte mit einer Heißfilmsonde auf einem Raster von 2x2mm entsprechend 3800 Meßpunkten. Die Meßzeit an den einzelnen Gitterpunkten betrug vier Sekunden mit zwei Sekunden Einschwingzeit für die Sonde.

Die Geschwindigkeitsverteilung in der Austrittsebene in **Bild 4.2-2a** zeigt, daß ein gleichförmiges Geschwindigkeitsprofil vorliegt und keine Unterschiede in der Verteilung zwischen rechtem und linkem Rand auftreten. Somit hat die Unsymmetrie der Hauptdüse keinen meßbaren Einfluß auf die Geschwindigkeitsverteilung und es kann von einer gleichförmigen Zuströmung zur Meßstrecke ausgegangen werden. Eine Abschätzung der Grenzschichtdicke aus der Geschwindigkeitsverteilung ergibt eine Dicke von ca. 5÷7mm auf allen Seiten.

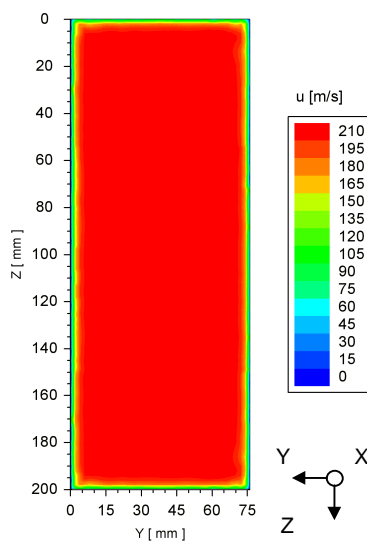


Bild 4.2-2a: Geschwindigkeitsverteilung

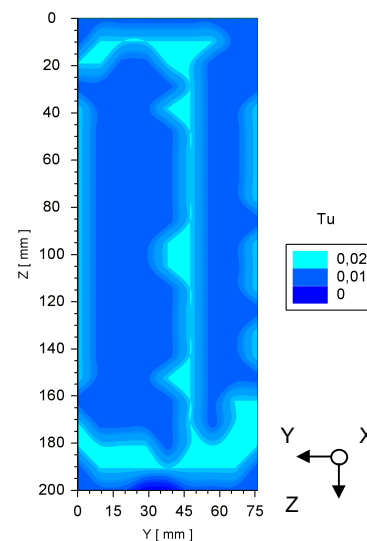


Bild 4.2-2b: Turbulenzverteilung

Der Turbulenzgrad der Strömung am Austrittsquerschnitt der Adapterdüse (**Bild 4.2-2b**) liegt zwischen 1÷2%. Auch diese Werte weisen an den Berandungen keinen signifikanten Unterschied auf und geben keinen Anhaltspunkt für eine ungleichförmige Entwicklung von Grenzschicht oder Turbulenz im wandnahen Bereich aufgrund der asymmetrischen Hauptdüse.

4.2.3 Diffusormeißstrecke

Die maßgeblichen Parameter für die Auslegung des Diffusoreintrittsquerschnitts waren der verfügbare Massenstrom durch die Verdichteranlage, sowie die angestrebte Machzahl am Diffusoreintritt. Die Ermittlung der Zustandsgrößen am Diffusoreintritt erfolgte über eine eindimensionale Berechnung der kompressiblen Strömung ohne Berücksichtigung der Eintrittsgrenzschicht.

Ausgehend von einem gedrosselten Betrieb der Meßstrecke wurde für die Auslegung des Diffusoreintrittsquerschnitts unter Berücksichtigung der Verdichterkennfelder ein verfügbarer Massenstrom von ca. 3,3 kg/s bei einem Druckverhältnis von $\Pi \approx 1,7$ angenommen. Der Massenstrom durch die Ausblasung wurde mit ca. 0,8 kg/s veranschlagt. Die Luft wird vor dem Eintritt in die Beruhigungskammer über einen wassergekühlten Wärmetauscher geführt, so daß mit einer Totaltemperatur von ca.

305K gerechnet werden kann. Unter Berücksichtigung der Verluste in den Leitungen nach dem Verdichter (Wärmetauscher, Umlenkungen, Beruhigungskammer), die ca. 15%÷20% des Totaldrucks am Verdichteraustritt ausmachen, ergibt sich ein Totaldruck von ca. 135kPa am Diffusoreintritt. Damit berechnet sich für eine mittlere Eintrittsmachzahl von $Ma \approx 0,6$ der Eintrittsquerschnitt über die eindimensionalen Zustandsgleichungen zu $0,01 \text{ m}^2$.

Da im Diffusor eine ebene Strömung angestrebt wird, ist ein ausreichend großes Seitenverhältnis zu wählen. In Anlehnung an bisher veröffentlichte Untersuchungen über Diffusoren, wird ein Seitenverhältnis von 1:4 gewählt, was bei einer gewählten Eintrittshöhe W_1 von 50mm, einer Breite b von 200mm entspricht. Mit dem gewählten Seitenverhältnis AS liegt der Diffusoreintrittsquerschnitt nach *Wisler, 1988* damit im Bereich des mittleren Schaufelhöhen-/Teilungsverhältnisses, welches für moderne Verdichter mit ca. 3 angegeben wird

Die Dimensionierung des Diffusors sollte weiterhin gewährleisten, daß sich dieser im Bereich einer abgelösten Strömung befindet. Dazu wurden die Untersuchungen von *Kline, Abbott & Fox, 1959* herangezogen, die durch die Auswertungen von experimentellen Untersuchungen ein Diagramm (**Bild 2-1**) zur Bestimmung der Strömungsformen in 2-dimensionalen, ebenen Diffusoren erstellt haben. Mit der Vorgabe, daß die Strömung im Diffusor im Bereich einer vorübergehenden Ablösung liegen sollte, wurde ein Verhältnis der Diffusorlänge L_{diff} zu Eintrittshöhe W_1 von 6 gewählt. Damit ergibt sich die Diffusorlänge zu 300mm und in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel $\theta = 10^\circ$ ein Flächenverhältnis AR von 3,1. Mit der realisierten stufenlosen Verstellung des Öffnungswinkels von 0 Grad bis 40 Grad ist damit ein Arbeitsbereich von einer anliegenden, bis hin zu einer abgelösten Strömung im Diffusor möglich.

Um einen stetigen Übergang von der Diffusoreintrittskante zur Diffusorwand zu gewährleisten, wurde dafür ein Profil vom Typ NACA 0012 gewählt. Die Lage des Drehpunktes für die Diffusorwände wurde so bestimmt, daß sich über alle Öffnungswinkel bis 20 Grad eine annähernd konstante Eintrittshöhe, sowie ein konstantes Längenverhältnis ergibt. Die maximale Abweichung vom mittleren Längenverhältnis beträgt bei 20 Grad Öffnungswinkel 1%, die maximale Abweichung von der mittleren Eintrittshöhe W_1 bei 0 Grad 1,2%. Eine Verstellung bis zu einem maximalen Öffnungswinkel von 40 Grad ist möglich, hierbei erhöht sich die Abweichung vom mittleren Längenverhältnis allerdings auf 6%.

Anhand der Übersichtszeichnung in **Bild 4.2-3** wird der Aufbau der Meßstrecke kurz im einzelnen erläutert. Der Anschluß der Versuchsstrecke an die Beruhigungskammer erfolgt über die Adapterdüse [1]. Dies mündet in eine Vorlaufstrecke [2], die eventuell noch vorhandene Ungleichförmigkeiten aus der Düsenströmung glätten soll. An die Vorlaufstrecke von 500mm Länge schließt sich die Grenzschichtausblasung [3] sowie der Diffusor [4] an. Über den nachfolgenden Auslaßstutzen [5] erfolgt die Verbindung zum Sammelraum [6], an den weitere Rohrelemente angeschlossen werden können. Der Sammelraum kann wahlweise auch direkt an den Diffusor angeschlossen werden, so daß damit eine Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten besteht. Alle Baugruppen sind zwischen den dreigeteilten Seitenwänden [7] verschraubt, so daß einzelne Komponenten ohne großen Aufwand ausgetauscht werden können. Insbesondere die Komponenten stromab des Diffusors können vielfältig variiert werden, so daß speziell

deren Einfluß auf das Strömungsverhalten des Diffusors problemlos untersucht werden kann.

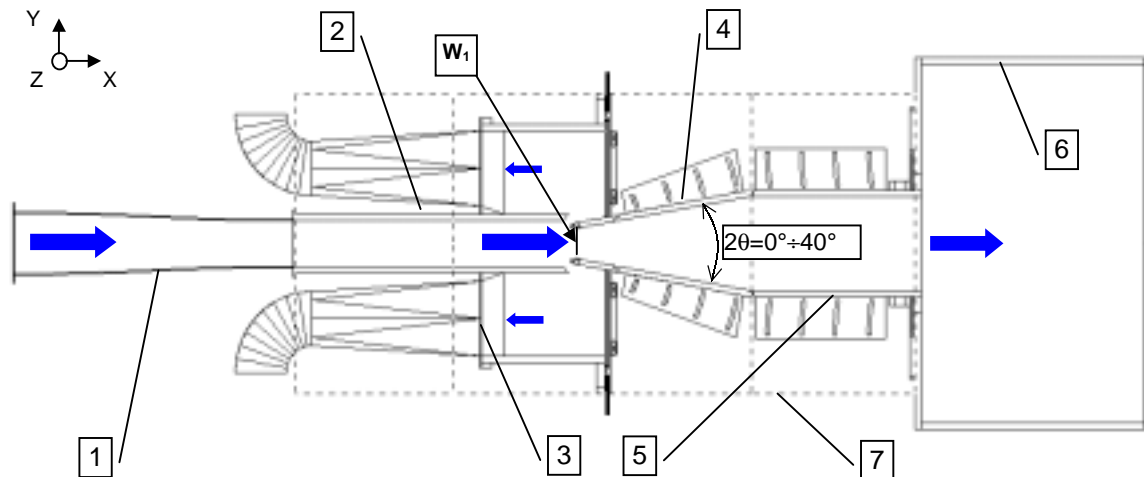


Bild 4.2-3 Versuchsstrecke mit Komponenten

Die Diffusorwände besitzen 100mm nach der Eintrittskante eine Teilungsebene, so daß eine einfache Variation der Diffusorlänge und somit eine Änderung des Längenverhältnisses möglich ist. Für den direkten Anschluß an den Diffusor sind verschieden lange Auslaßstutzen vorgesehen. An den Diffusor, die Auslaßstutzen oder den nachfolgenden Sammelraum können sowohl beliebige Rohrelemente als auch eine Drossel angeschlossen werden, womit es möglich ist, die Austrittsrandbedingungen zu variieren und das Druckniveau in der Meßstrecke einzustellen.

4.3 Meßtechnik und Datenerfassung

4.3.1 Wanddruckmessung

Die zeitlich gemittelten Druckverteilungen in der Meßstrecke werden über eine Reihe von Wanddruckbohrungen, die in der Mitte der jeweiligen Strömungsquerschnitte angebracht sind, erfaßt (**Bild 4.3-1 und 4.3-2**). Die Abtastung der einzelnen Druckbohrungen erfolgt über einen mechanischen ScaniValve Meßstellenumschalter mit 50 Anschlüssen, die sequentiell abgefragt werden. Als Druckaufnehmer wurde ein externes Halstrup EMA 84 Digitalmanometer mit Analogausgang verwendet. Der Linearitätsfehler der Meßgeräte beträgt 0,2% vom Endwert für die Meßbereiche 1kPa, 10kPa und 100kPa. Die Meßwerte wurden über eine A/D-Wandlerkarte auf einen Rechner übertragen, dort den Anforderungen entsprechend gemittelt und abgespeichert. Die A/D-Karte besitzt eine 12 Bit-Auflösung, was einem Digitalisierungsfehler von 0,024% über den eingestellten Meßbereich entspricht.

Zur Messung der zeitlichen Änderung des Drucks standen zwei verschiedene Meßsysteme zur Verfügung. Erstens ein langsames System bestehend aus zwei Modulen á 16 Druckaufnehmern vom Typ PressureScanner 9010 mit Meßbereichen von 17kPa, 35kPa und 70kPa. Die stationäre Genauigkeit, als kombinierter Fehler aus Linearität, Hysterese und Wiederholgenauigkeit der einzelnen Aufnehmer, wird mit 0,1% für den Meßbereich 17kPa und mit 0,05% für die Meßbereiche 35kPa und 70kPa

angegeben. Die einzelnen Aufnehmer werden intern über einen elektronischen Multiplexer abgefragt, der die Daten über eine RS 422 Schnittstelle an einen Rechner weiterleitet. Die Ausgabe der Daten erfolgte im ASCII-Format, die damit beliebig weiterzuverarbeiten waren. Die realisierte Abtastrate für alle 32 Kanäle lag bei $5\text{Hz} \div 10\text{Hz}$, erlaubte aufgrund der sequentiellen Abfrage der Druckaufnehmer aber keine Bestimmung der Phasenlage zwischen den einzelnen Kanälen. Der Anschluß der Druckbohrungen an die Aufnehmer erfolgte über Druckschläuche, so daß auch hierdurch mit einer geringfügigen Dämpfung der Druckamplitude und Verfälschung der Phasenlage zu rechnen war. Dieses System diente in erster Linie dazu, niederfrequente Druckschwankungen im Diffusor zu erfassen und zeitlich darzustellen.

Die Erfassung höherfrequenter Druckschwankungen, die Bestimmung von akustischen Resonanzen sowie der Phasenlage zwischen den Signalen an verschiedenen Orten innerhalb der Meßstrecke erfolgt mit piezoresistiven Druckaufnehmern vom Typ Kulite XT-190M mit einem Meßbereich von 35kPa bei einer Meßgenauigkeit von 0,1%, sowie Endevco 8510C mit einem Meßbereich zwischen 70÷105kPa und einer Meßgenauigkeit von 0,07%. Die Aufnehmer wurden mit ihrer Membran wandbündig in die Meßstrecke eingebaut, so daß unter Berücksichtigung der Einbausituation keinerlei Einschränkungen hinsichtlich der Erfassung der Frequenzen und der Phasenbeziehungen von Druckschwankungen vorlagen.

4.3.2 Totaldruck- und Totaltemperaturmessung

Da die Messungen im kompressiblen Strömungsbereich erfolgte, war es notwendig den Totaldruck der Strömung zu jedem Zeitpunkt zu erfassen. Dies geschah über eine einfache Hakensonde die kurz nach dem Adapterdüsenaustritt positioniert war. Die Aufzeichnung erfolgt kontinuierlich über einen PressureScanner-Aufnehmer, so daß langsamere Änderungen des Totaldrucks erfaßt werden konnten. Die Position wurde nach Vergleichsmessungen mit einer Position am Diffusoreintritt gewählt, da sich keine meßbaren Unterschiede zwischen diesen beiden Positionen im Totaldruck der Hauptströmung zeigten. Weiterhin wurde festgestellt, daß eine Sonde am Diffusoreintritt das Strömungsverhalten deutlich beeinflusste, so daß eventuell auftretende Abweichungen in der Druckmessung in Kauf genommen werden mußten.

Eine weitere Meßstelle für den Totaldruck befindet sich am Ende der Beruhigungskammer kurz vor dem Düsen Eintritt. An dieser Stelle ist zur Erfassung von charakteristischen Frequenzen der Druckluftversorgung und der Beruhigungskammer ein dynamischer Druckaufnehmer eingebaut. Aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeit am Einbauort eignet sich dieser Aufnehmer mit geringen Abweichungen gegenüber der Position nach der Adapterdüse ebenfalls zur Erfassung der niederfrequenten Totaldruckänderungen im System.

Zur Berechnung aller Zustandsgrößen ist weiterhin die Kenntnis der Totaltemperatur der Strömung erforderlich. Diese wird über eine Fenstersonde mit NiCr-Ni-Thermoelement und einem Newport® Infinity-C Temperaturmeßgerät gemessen. Der absolute Fehler des Meßgeräts beträgt $0,5^{\circ}\text{C}$. Die Temperatur wird jeweils am Anfang und am Ende einer Messung erfaßt, da aufgrund der Trägheit des Meßsystems und der thermischen Trägheit des gesamten Versuchsaufbaus keine schnellen Temperaturänderungen auftreten. Die Meßposition befand sich in der Beruhigungskammer, da Vergleichsmessungen am Diffusoreintritt zeigten, daß keine

meßbaren Temperaturunterschiede zwischen diesen beiden Positionen auftraten. Damit wurde sichergestellt, daß kein Einfluß auf die Zuströmung zum Diffusor ausgeübt wurde.

4.3.3 Geschwindigkeitsmessung mit Heißfilmsonden

Zur Vermessung stationärer und instationärer Strömungen wird seit langem die Hitzdraht- und Heißfilm-Anemometrie eingesetzt. Sie dient neben der Bestimmung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und des Turbulenzgrades der Strömung insbesondere der Vermessung der Grenzschichten, da sie auf Grund der Bauform der Sonden auch in Wandnähe gut eingesetzt werden kann.

Die Unterscheidung nach Hitzdraht- und Heißfilmsonden erfolgt nach dem Aufbau des eigentlichen Sondenkörpers und der verwendeten Materialien. Hitzdrähte bestehen üblicherweise aus einem einfachen Draht mit einem Durchmesser von ca. $5\text{ }\mu\text{m}$ (z.B. Wolfram oder Platin), Heißfilme bestehen dahingegen aus einem Glaskörper auf den der eigentliche Sensor aus Platin oder Nickel mit einer Schichtdicke von ca. $1\div 2\text{ }\mu\text{m}$ aufgedampft wird. Dieser wird nochmals mit einer Quarzschicht ummantelt um einem Abrieb durch Partikel entgegenzuwirken. Der gesamte Heißfilm besitzt einen Durchmesser von $20\div 70\text{ }\mu\text{m}$ und ist damit wesentlich widerstandsfähiger gegenüber Partikeln als ein einfacher Hitzdraht. Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten und der vorhandenen Verschmutzung der Luft wurden für alle Messungen Heißfilme eingesetzt. Dabei wurde in Kauf genommen, daß die Genauigkeit der Heißfilme bei der Turbulenzmessung im Bereich niedriger und mittlerer Frequenzen mit einer Unsicherheit von ca. $5\div 10\%$ (Bruun, H.H., 1995) angenommen werden muß.

Als Meßsystem kam ein Konstanttemperatur-Anemometriesystem vom Typ AN-1003 zum Einsatz. Das Meßsystem diente allein dem Betrieb des Heißfilmsensors und stellte keinerlei Auswertealgorithmen bereit. Die Aufzeichnung der Meßwerte erfolgte mit einem TEAC-Rx816 Datenrecorder oder über eine A/D-Karte auf PC, so daß eine Auswertung später erfolgen konnte. Das Anemometriesystem besitzt nach Herstellerangaben eine maximale Meßgenauigkeit von $0,005\%$, wobei aber zu beachten ist, daß die Genauigkeit eines Heißfilmanemometers in erster Linie von der vorausgegangenen Kalibration der Sonde und damit von der Genauigkeit der entsprechenden Druck- und Temperaturmessung abhängt.

Die Lage der einzelnen Meßpositionen ist in den **Bildern 4.3-1** und **4.3-2** dargestellt.

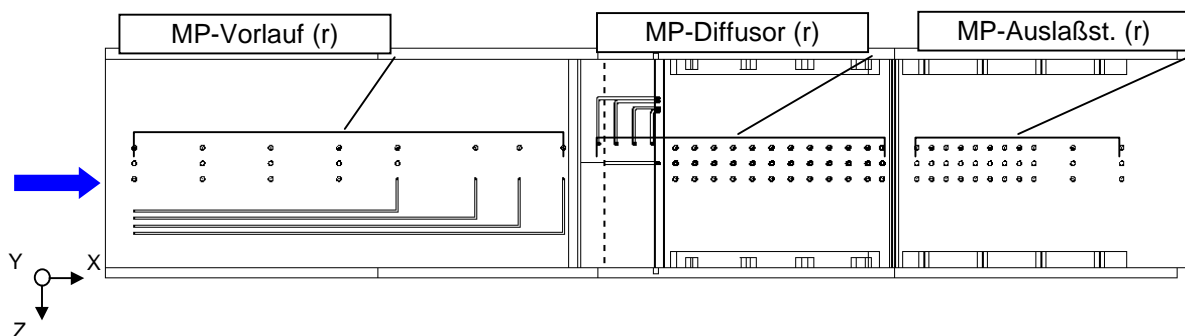


Bild 4.3-1: Versuchsstand, Meßpositionen (MP) Diffusorwand (DW)

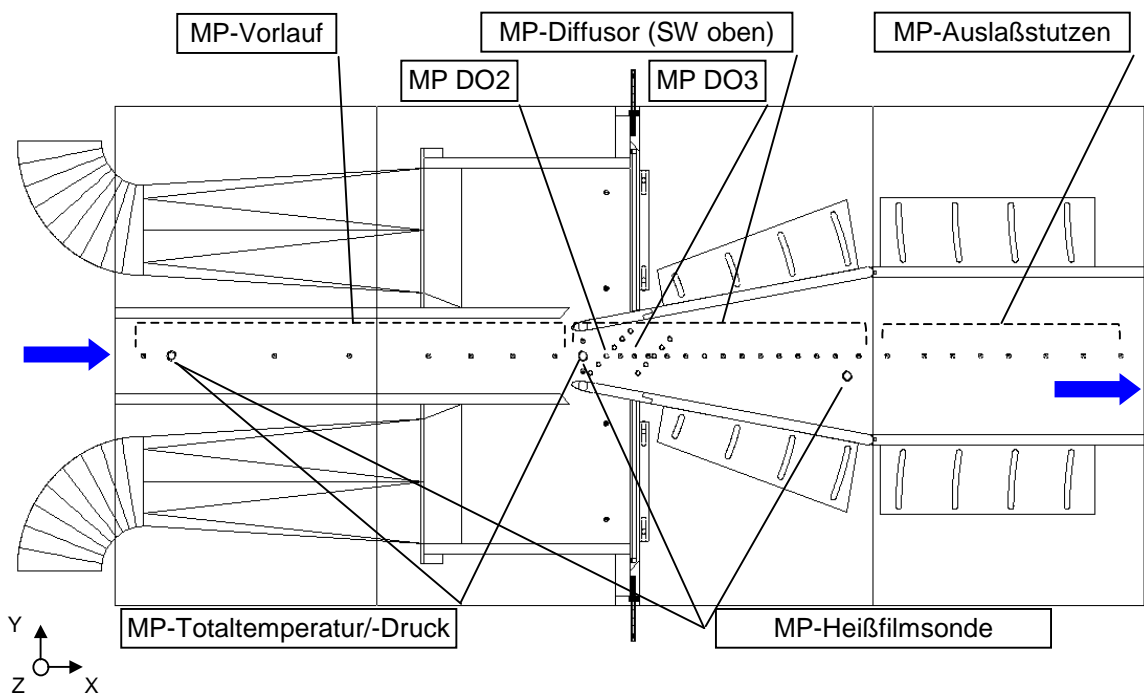


Bild 4.3-2: Versuchsstand, Meßpositionen (MP) auf der oberen Seitenwand (SW)

4.3.4 Aufzeichnungs- und Auswertesysteme

4.3.4.1 Teac-Datenrecorder

Die Aufzeichnung beliebiger Spannungssignale wie z.B. der, der schnellen dynamischen Druckaufnehmer (Typ XT-190M und 8510C) und des Anemometriesystems erfolgte mit einem TEAC-Datenrecorder Rx-816 mit 16 analogen Ein- und Ausgängen. Der Meßbereich jedes Kanals wurde individuell an die anliegende Spannung angepaßt, so daß der jeweilige Fehler durch eine optimale Aussteuerung minimiert wurde. Die Speicherung erfolgt auf einem Super HI8 DC120 MP Magnetband mit einer Aufzeichnungsdauer von einer Stunde, verbunden mit einer Bandbreite der Signale von 20kHz. Die einzelnen Kanäle des Datenrecorders wiesen zueinander eine Phasenverschiebung von maximal 1Grad auf, der Linearitätsfehler betrug weniger als 0,1% des jeweiligen Meßbereichs. Damit war sichergestellt, daß eine Bestimmung der Phasenlage der Aufnehmersignale möglich war. Die maximale Analysefrequenz der aufgezeichneten Daten lag bei 20kHz, die sich bei doppelter Aufzeichnungsdauer auf 10kHz verringerte.

4.3.4.2 Meßwerterfassung und -auswertung

Für die Meßwerterfassung und die Meßauswertung stand weiterhin ein Meßsystem mit VXI-Bus mit 16 schnellen Kanälen bis 25,6kHz Analysefrequenz in zwei 8-Kanal Meßmodulen vom Typ E1431A mit 16 Bit Signalaufösung zur Verfügung. Das System auf HP-UX Basis ist mit Analyse-, Arithmetik- sowie einer Nachbearbeitungssoftware ausgestattet, die sowohl eine Darstellung und Auswertung im Zeit- wie im Frequenzbereich erlaubte. Die Meßdaten konnten sowohl Online ausgewertet, als auch

auf einer Festplatte abgelegt werden. Dadurch war es möglich, Daten verschiedener Meßreihen auf einfache Weise vergleichend darzustellen. Durch eine automatische Aussteuerung der einzelnen Spannungseingänge war jederzeit eine optimale Wahl des Meßbereichs gewährleistet, so daß der Digitalisierungsfehler minimiert wurde.

4.3.4.3 Videoaufzeichnung und Laserlichtschnittsystem

Parallel zu den Messungen wurde eine Fadenvisualisierung durchgeführt, bei der die Bewegung von in den Diffusor eingeklebten Wollfäden über eine Videokamera aufgezeichnet wurde. Diese diente dazu, die gemessenen Druckschwankungen den optisch erfaßbaren Strömungsänderungen zuzuordnen. Dies erleichterte die spätere Interpretation niederfrequenter Druckschwankungen durch die optische Zuordnung. Als Aufzeichnungsgerät wurde eine S-VHS Panasonic NV-S90E Kamera benutzt, mit einer Aufzeichnungsrate von maximal 50 Halbbildern pro Sekunde. Die Aufzeichnungen konnten später über eine Miro-Videokarte ausgelesen und als Einzelbilder auf einem PC dargestellt werden.

Für die optische Aufzeichnung schnellerer Strömungsphänomene stand eine monochrom CCD-Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ CV-M30 mit einem maximalen Auflösungsvermögen von 768x494 Bildpunkten zur Verfügung. Die maximale Aufnahmegeschwindigkeit beträgt 360 Halbbilder/Sekunde bei einer Auflösung von 256x120 Bildpunkten. Die Kamera wurde über einen Frame-Grabber DT3152 an einen PC angeschlossen, auf dem die Bilder abgelegt und weiterverarbeitet wurden. Die Bearbeitung erfolgte mit einer speziellen Bildverarbeitungssoftware DT Vision XXL die es ermöglichte, sowohl Einzelbilder als auch ganze Sequenzen zu bearbeiten und darzustellen. Der CCD-Chip der Hochgeschwindigkeitskamera besitzt im Bereich von 530 nm seine höchste spektrale Empfindlichkeit, so daß in Kombination mit einem Grünlaser der Marke Laser 2000 mit einer Wellenlänge von 532 nm ein Laserlichtschnittsystem mit hoher Empfindlichkeit zur Verfügung stand.

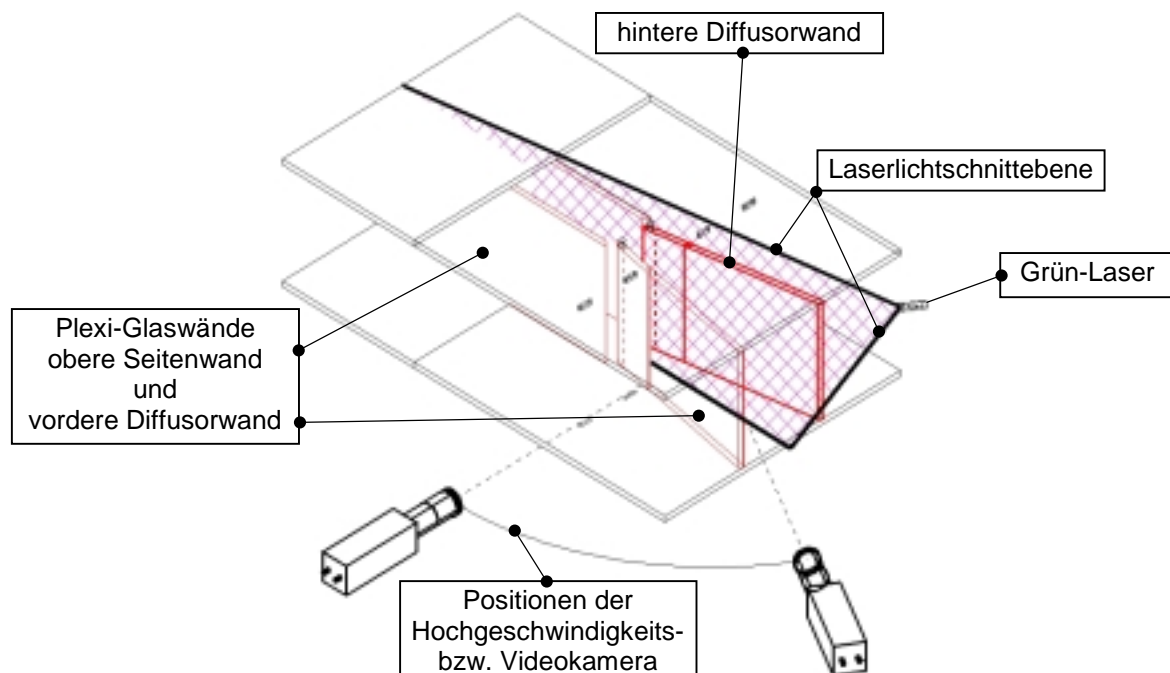


Bild 4.3-3: Versuchsstand, Laserlichtschnitt und Videoaufzeichnung

5. Ergebnisse der experimentellen Untersuchung

5.1 Parameterbereich der Messungen

Die hier vorgestellten Untersuchungen am ebenen Diffusor erstrecken sich über einen weiten Parameterbereich, der sowohl eine Variation der geometrischen als auch der strömungsmechanischen Parameter beinhaltet.

In den letzten Jahrzehnten sind zahlreiche Untersuchungen veröffentlicht worden, in denen das Strömungsverhalten und die Güte von Diffusoren in Abhängigkeit von den Eintrittsbedingungen, insbesondere der Eintrittsversperrung und der geometrischen Abmaße des Diffusors beschrieben wurde. Dabei konzentrierten sich diese Untersuchungen weitestgehend auf den inkompressiblen Geschwindigkeitsbereich, sowie auf den Diffusor als Einzelkomponente, d.h. mit einem Austritt der Luft in ein Plenum. Die Bezeichnung Plenumaustritt wird dabei sowohl für einen Austritt direkt in eine Versuchshalle, als auch für den Austritt in ein angeschlossenes, begrenztes Volumen (hier: Sammelraum) verwendet.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen liegt auf der Variation der Austrittsrandbedingung, sowie einer Variation der Eintrittsreynoldszahl und –machzahl. Alle Versuche wurden mit konstanter Vorlaufstreckenlänge durchgeführt, so daß die Eintrittsversperrung nicht direkt beeinflußt wurde.

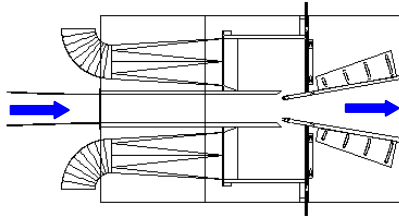
Der maßgebliche Variationsparameter für den Diffusor waren der Öffnungswinkel, der in einem Bereich von $0^\circ < 2\theta < 40^\circ$ stufenlos einstellbar war, wobei auch unsymmetrische Stellungen der Diffusorwände möglich waren. Als weiterer geometrischer Parameter wurde das Längenverhältnis des Diffusors geändert und es wurden die Längenverhältnisse $L/W_1 = 6$ und 8 untersucht.

Das Hauptaugenmerk der Untersuchungen lag auf dem Einfluß der Ausströmbedingung am Diffusorausstritt auf die Strömungscharakteristik, die durch die jeweils angeschlossenen Elemente festgelegt wurde sowie die Abhängigkeit der Strömungsformen von der Reynolds- bzw. Machzahl. Für die Variation der Austrittsbedingung standen unterschiedlich lange Auslaßstutzen (100mm und 300mm), ein Sammelraum ($600 \times 600 \times 400 \text{ mm}^3$), sowie verschiedene Rohrelemente ($\varnothing 340 \text{ mm}$, $L=500 \text{ mm}$ und 2500 mm) zur Verfügung, die in unterschiedlichen Kombinationen untersucht wurden. Zur Einstellung des Druckniveaus in der Meßstrecke diente eine Drossel, mit der es im Zusammenspiel mit der Vorleitradregelung der Verdichter sowie der Luftkühlung möglich war, eine unabhängige Änderung von Reynolds- und Machzahl zu erreichen. Im ungedrosselten Betrieb war eine unabhängige Variation von Machzahl und Reynoldszahl nicht möglich und eine Änderung der einen Größe hatte eine gleichsinnige Änderung der anderen Größe zur Folge.

Als Referenzfall wurde der frei in die Versuchshalle (Plenum mit $V = \infty$) ausblasende Diffusor betrachtet, an den im folgenden weitere Elemente angeschlossen wurden. Damit konnten Änderungen der spezifischen Strömungscharakteristiken festgestellt und direkt den entsprechenden Bauteilen mit den entsprechenden Änderungen der Randbedingungen zugeordnet werden. Die einzelnen Konfigurationen wurden jeweils bei unterschiedlichen Mach- und Reynoldszahlen untersucht und soweit es aufgrund

der Konfiguration möglich war, wurde auch eine unabhängige Änderung von Mach- und Reynoldszahl vorgenommen. Als charakteristische Länge zur Berechnung der Reynoldszahl diente die Diffusoreintrittshöhe W_1 . Die relevanten Konfigurationen und der jeweils untersuchte Mach- bzw. Reynoldszahlbereich sind im folgenden aufgeführt:

(a) und (b)

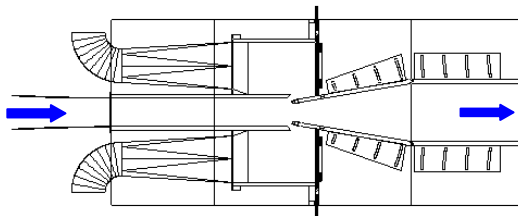


Diffusor $L/W_1 = 6$ (oAS), $L/W_1 = 8$ (oAS8)

$Ma_{W1} = 0,2 \div 0,8$

$Re_{W1} = 2 \times 10^5 \div 8 \times 10^5$

(c) und (d)



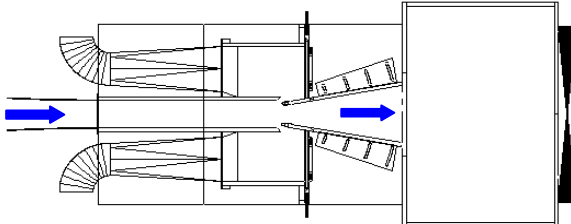
Diffusor $L/W_1 = 6$

Auslaßstutzen 100mm (mASk), 300mm (mAS)

$Ma_{W1} = 0,3 \div 0,6$

$Re_{W1} = 3 \times 10^5 \div 6 \times 10^5$

(e)



Diffusor $L/W_1 = 6$ (mSR)

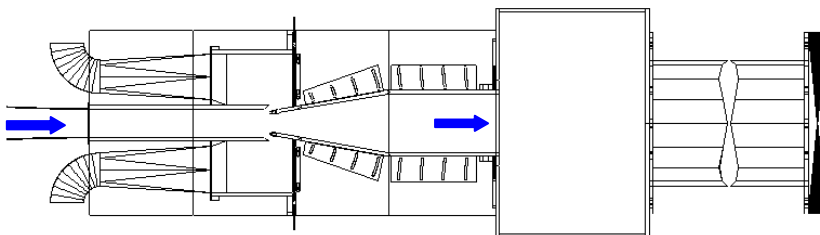
Sammelraum

Drossel

$Ma_{W1} = 0,25 \div 0,5$

$Re_{W1} = 3 \times 10^5 \div 6 \times 10^5$

(f) und (g)



Diffusor $L/W_1 = 6$ (mAS+)

Auslaßstutzen 300mm

Sammelraum

Rohrelement 2500mm u.
400mm

Drossel

$Ma_{W1} = 0,35 \div 0,7$

$Re_{W1} = 5 \times 10^5 \div 7,8 \times 10^5$

5.2 Voruntersuchungen / Versuchsdurchführung

Wie erste Messungen des Druckverlaufs im Diffusor zeigten, war es alleine anhand der Druckmessungen nicht ohne weiteres möglich eine Aussage über die Lage und Größe der Ablösung im Diffusor zu erhalten. Um einen globalen Überblick über die Strömung im Diffusor zu erhalten wurde eine Ölanstrichvisualisierung durchgeführt, die Auskunft über Lage und Verlauf der Ablösung geben sollte. Diese Art der Visualisierung wurde für die Konfiguration mit Auslaßstutzen -Rohr und Drossel (mAS+) vorgesehen, da hier der Austrag an Ölgemisch aus der Meßstrecke sehr gering war. Für alle anderen Konfigurationen wurde eine Fadenvisualisierung durchgeführt, da hier die Meßstrecke vom Diffusoraustritt her optisch einfacher zugänglich war. Die Fadenvisualisierung bot gleichzeitig den Vorteil instationäre Vorgänge über eine Videokamera aufzeichnen zu können. Im Gegensatz dazu lieferte die Ölanstrichvisualisierung lediglich Informationen über den mittleren stationären Zustand der wandnahen Strömung ohne die Möglichkeit instationäre Vorgänge zu erkennen.

Wie sich im weiteren Zuge der Untersuchungen herausstellte, konnte die Fadenvisualisierung aber nur begrenzt eingesetzt werden, da sie einen deutlichen Einfluß auf die Ablösung der Strömung im Diffusor hatte. Insbesondere der vordere Bereich des Diffusors konnte über die Fadenvisualisierung nicht erfaßt werden, da die dort angebrachten Fäden das Ablöseverhalten nachhaltig beeinflussten. Dieser kritische Bereich erstreckte sich stromab der Eintrittsebene bis zu ca. 1/3 Diffusorlänge ($x_L=100\text{mm}$), was auf den Beginn der Ablösung in diesem Bereich hindeutet. Der Einfluß auf die Diffusorströmung hing neben der Lage der Fäden im Diffusor aber auch von deren Anzahl ab. Versuche mit einem Fadenteppich, bei dem kurze Wollfäden in 20mm Abstand flächendeckend auf die Diffusorwände aufgeklebt wurden, führten zu einer deutlichen Verlagerung der instabilen Bereiche. Aufgrund der Ergebnisse der Voruntersuchungen wurde für die Visualisierung während der Messungen nur einzelne Fäden in das letzte Drittel des Diffusors eingeklebt, um so eine nachhaltige Beeinflussung der Strömung zu vermeiden. Detaillierte Visualisierungen mit einem Fadenteppich wurden deshalb gesondert durchgeführt.

Die Empfindlichkeit der Strömung bzw. der Ablösung bezüglich Störungen im Eintrittsbereich des Diffusors soll anhand der folgenden Beispiele verdeutlicht werden. Die Ablösung im Diffusor konnte, bevor sie sich von einer beginnenden Ablösung mit lokalen Ablösegebieten zu einer Ablösung mit ausgeprägter Rückströmung (massive Ablösung) entwickelt hatte, über die Aufnehmerbohrungen der piezoresistiven Druckaufnehmer in ihrer Charakteristik beeinflusst werden. Wie sich zeigte, führte das Öffnen der Aufnehmerbohrungen ($\varnothing 4\text{mm}$) während des Betriebs zu einem sofortigen Umschlag der lokalen Ablösegebiete auf beiden Seitenwänden zu einer massiven Ablösung mit stabiler Rückströmung auf der jeweiligen Seitenwand mit der offenen Bohrungsöffnung. Der Diffusorbereich in dem sich dieser Einfluß bemerkbar machte, erstreckte sich bis ca. 1/3 Diffusorlänge. Eine Beeinflussung durch offene statische Wanddruckbohrungen ($\varnothing 0,5\div\varnothing 1,0\text{mm}$) konnte nicht festgestellt werden.

Weiterhin zeigte sich, daß die instabile Strömungsbilösung durch Spalte (Höhe $\approx 0,1\text{mm}$) zwischen den Seitenwänden und den Profilenasen der Diffusorwände beeinflusst wurde. Durch Lösen der Paßschrauben an den Profilenasen während des Betriebs konnte in bestimmten Winkelbereichen eine Ablösung mit lokalen Ablösungen auf

beiden Seitenwänden zu einer Ablösung mit Rückströmung auf einer Seitenwand stabilisiert werden. Danach konnten auch Verlagerungen von einer Seitenwand auf die andere beobachtet werden, allerdings ohne das sich dabei die Charakteristik der Ablösung änderte.

Um weitere Einflußgrößen auf die Strömungscharakteristik zu ermitteln und negative Auswirkungen auf die Ergebnisse auszuschließen, wurden vor den eigentlichen Messungen weitere Versuche durchgeführt. Damit sollte die Empfindlichkeit der Strömung im Diffusor im kritischen, abgelösten Betriebsbereich gegenüber Störungen im Vorlaufeintritt und im Diffusoreintritt ermittelt werden. Die Störungen am Vorlaufeintritt wurden durch spezielle Störkörper (4 mm Stolperkante) an den Kanalwänden und durch den Einbau eines zylindrischen Stabes (\varnothing 6mm) senkrecht zu den Seitenwänden erzeugt. Dies war von besonderem Interesse, da sowohl der Totaldruck, als auch die Geschwindigkeitsschwankungen durch Heißfilmsonden im Diffusoreintritt erfaßt werden sollten.

Die Vorversuche zeigten, das eine Beeinflussung der Diffusorströmung durch Störkörper (d.h. Sondenhalter, Stolperkante) im Vorlaufeintritt weitestgehend auszuschließen war. Erst bei einer Versperrung des Vorlaufeintritts von über 5% der Querschnittsfläche konnte eine Beeinflussung der Diffusorströmung festgestellt werden, was in etwa einer Eintauchtiefe von 120mm bei einem Durchmesser von 6mm entsprach.

Im Gegensatz dazu hatte das Einbringen von Störkörpern in Höhe des Diffusoreintritts schon bei geringsten Versperrungen einen deutlichen Einfluß auf das Ablöseverhalten. Die Störkörper führten zu einer sofortigen Stabilisierung der Ablösung auf der Seite der Störung und unterdrückten jede Instabilität, wie sie sonst bei ungestörter Strömung vorhanden war. Aufgrund der Ergebnisse der Voruntersuchungen wurde auf die Erfassung der Geschwindigkeitsschwankungen sowie der stationären Zustandsgrößen direkt am Diffusoreintritt und bis 50% der Diffusorlänge stromab durch entsprechende Sonden verzichtet.

5.3 Strömungsvisualisierung

5.3.1 Visualisierung der wandnahen Strömung mit Ölanstrich

Die Visualisierung durch einen Ölanstrich diente dazu, einen besseren Überblick über die im Diffusor vorliegenden Strömungsverhältnisse und die Ausdehnung der Ablösung zu erhalten, wie es sonst nur über eine Vermessung des gesamten Strömungsquerschnitts zu erreichen gewesen wäre. Die Streichlinien auf den Oberflächen zeigen dabei die Richtung der Wandschubspannungen sowie die Richtung von Druckgradienten in wandnähe an und anhand von Ablagerungen auf der Oberfläche lassen sich Wirbel- und Ablösegebiete identifizieren. Mit dem Ölanstrich war es somit möglich einen Überblick über die Strömung im wandnahen Bereich zu erhalten und damit auch indirekt Rückschlüsse auf das räumliche Strömungsverhalten zu ziehen. Insbesondere ließ sich damit eine Vorstellung von den Anfangspunkten der Ablösung sowie deren Ausdehnung gewinnen.

Wie die ersten Auswertungen der stationären Druckmessungen bei großen Öffnungswinkeln zeigten, traten in den Druckverläufen über den Diffusorwänden bei abgelöster Strömung keine Unsymmetrien auf, wie es nach den Untersuchungen von *Ashjaee, J. & Johnston, J.P.; 1980* zu erwarten gewesen wäre. Statt dessen zeigten sich Unsymmetrien in den Druckverläufen auf den beiden parallelen Seitenwänden, was für einen Diffusor mit dem Längenverhältnis von Sechs nicht erwartet wurde. Eine Verlagerung der Ablösung von den Diffusorwänden auf die Seitenwände war nach den Ergebnissen von *Waitman, B.A., Reneau, L.R. & Kline S.J.* erst ab einem Diffusor-Längenverhältnis von ca. $L/W_1 = 12$ zu erwarten. Die frühzeitige Verlagerung ist dabei vermutlich auf die Ausblasung der Grenzschicht vor den Diffusorwänden zurückzuführen. Die Visualisierungen sollten helfen, die Wanddruckmessungen besser zu interpretieren und den zukünftigen Meßaufwand zu optimieren.

Der Ölanstrich wurde mit einem Gemisch aus handelsüblichen Hypoid-Motoröl SAE90 und Farbpigmenten auf Mineralbasis durchgeführt. Der Anstrich erfolgte zweifarbig, für die parallelen Seitenwände und die Diffusorwände jeweils unterschiedlich, um so auch Druck- und Wandschubspannungsgradienten quer zur Hauptströmungsrichtung besser erfassen zu können.

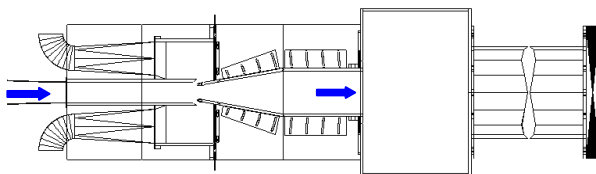


Bild 5.3-1: Konfiguration mAS+

Die Ölanstrichvisualisierung wurde hier für einen Diffusor mit nachgeschalteten Stromröhren und Drossel (**Bild 5.3-1**) durchgeführt. Aufgrund des hohen Austrags an Öl/Pigmentgemisch wurde eine Anstrichvisualisierung bei frei ausblasenden Diffusor nicht durchgeführt. Die Dauer der Versuchsläufe zur Visualisierung betrug ca. 10 Minuten.

Die folgenden Ölanstrichbilder zeigen den Verlauf der wandnahen Strömung für einen Diffusor mit den Öffnungswinkeln $2\theta=5^\circ$, 10° und 20° für jeweils eine Diffusorwand und eine Seitenwand. Die Streichlinienbilder für die jeweilige gegenüberliegende Diffusorwand sind in allen untersuchten Fällen ähnlich und deshalb nicht dargestellt. Die

Machzahl am Diffusoreintritt betrug für die hier gezeigten Ölanstrich-Visualisierungen ca. $Ma_{W1}=0,55$, die Reynoldszahl ca. $Re_{W1}=680000$.

Als Referenz für die Entwicklung der Ablösung bei steigendem Öffnungswinkel wird die Strömung in einem 5° Diffusor in **Bild 5.3-2** gezeigt. Für diesen Winkel ist, wie erwartet, keine Ablösung festzustellen und die Strömung ist sowohl auf den Diffusorwänden als auch auf den Seitenwänden vollständig angelegt. Auch in den Ecken des Strömungskanals sind noch keine Wirbelstrukturen, die auf eine beginnende Ablösung hindeuten, erkennbar.

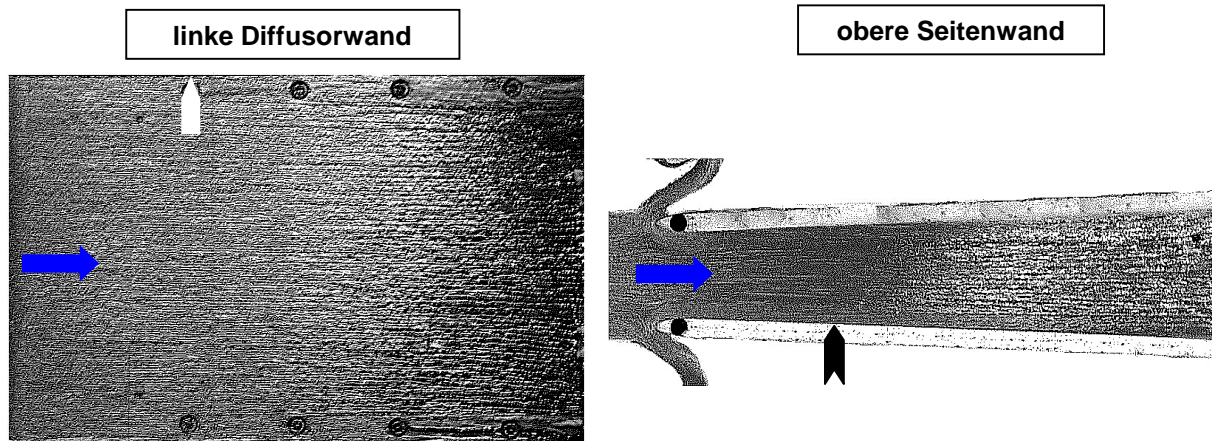


Bild 5.3-2 Streichlinien, 5° -Diffusor

Der 10° Grad-Diffusor (**Bild 5.3-3**) weist erwartungsgemäß eine Ablösung auf, die sich aber nicht primär über den Diffusorwänden ausbildet, sondern über den parallelen Seitenwänden. Die Ablösung ist sowohl auf der unteren, als auch der oberen Seitenwand vorhanden, wie aus der verstärkten Ablagerung von Ölgemisch nach dem ersten Drittel des Diffusors geschlossen werden kann. Ab diesem Punkt sind keine eindeutigen Streichlinien mehr erkennbar. Eine Auflösung von Wirbelstrukturen auf der Seitenwand im Bereich der Ablösung scheiterte in diesem Fall daran, daß das Gemisch auf Grund des hohen Materialeintrags nach dem Versuch relativ schnell verlief und so möglicherweise vorhandene Strukturen verwischte. Im Gegensatz dazu ist auf der Diffusorwand die Kontur der Ablösung anhand der dunklen Einfärbungen gut erkennbar. Sie beginnt über der unteren Seitenwand kurz nach dem Diffusoreintritt, auf der oberen Seitenwand nach ca. $1/3$ Diffusorlänge. Auf den Seitenwänden sind die Anfangspunkte der Ablösung aufgrund des hohen Materialeintrags nicht eindeutig zu identifizieren.

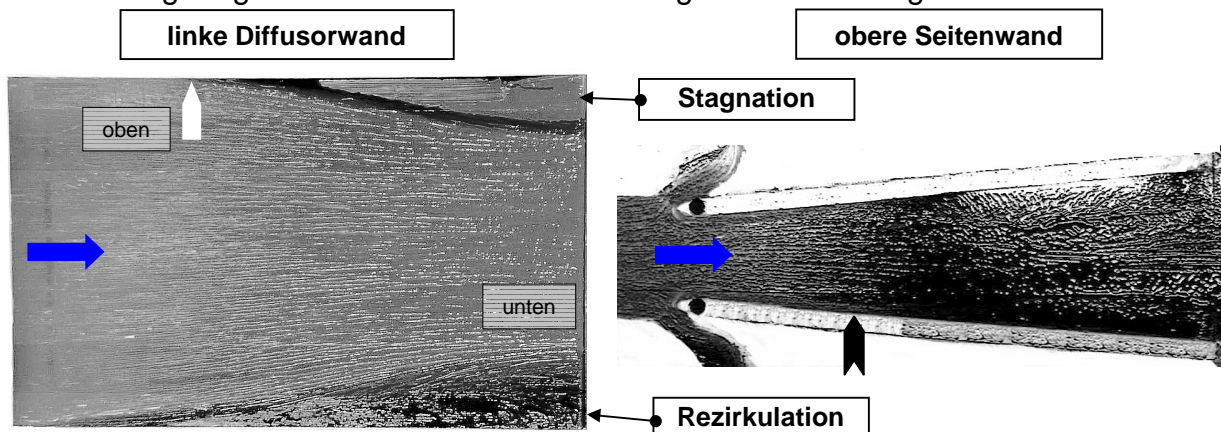


Bild 5.3-3 Streichlinien, 10° -Diffusor

Der Ablösebereich auf der Diffusorwand, der mit der oberen Seitenwand zusammenfällt weist keinerlei Streichlinien auf und es sind noch Spuren vom ursprünglichen Materialauftrag erkennbar. Dies deutet auf eine stagnierende Strömung ohne ausgeprägte Gradienten in diesem Bereich hin. Wie die Streichlinien auf Auslaßstutzenwand zeigen, ist das Ablösegebiet zum Austrittsquerschnitt hin geschlossen. Im Ablösegebiet an der unteren Seitenwand ist ein deutlicher Materialeintrag von der Seitenwand auf die Diffusorwand vorhanden. Aus dem weiteren Verlauf der Streichlinien auf der Auslaßstutzenwand kann auf eine zirkulierende Rückströmung geschlossen werden, wobei das Rückströmgebiet zum Austrittsquerschnitt hin offen ist. Die beiden Ablösegebiete nehmen schon bei diesem relativ niedrigen Öffnungswinkel von $2\theta=10^\circ$ ca. 40% des Strömungsquerschnitts ein und führen zu einer deutlichen Einschnürung der Hauptströmung am Diffusoraustritt. Wie die Streichlinien im weiteren Verlauf des Auslaßstutzens zeigen, geht die Ausdehnung der Ablösung über der oberen Seitenwand bis zur Mitte des Auslaßstutzens auf Null zurück, über der unteren Seitenwand bleibt die Ausdehnung bis zum Austrittsquerschnitt konstant, so daß am Austrittsquerschnitt eine Verringerung des Strömungsquerschnitts von ca. 20% übrig bleibt.

Die **Bilder 5.3-4a und b** zeigen den Streichlinienverlauf für den 20° -Diffusor.

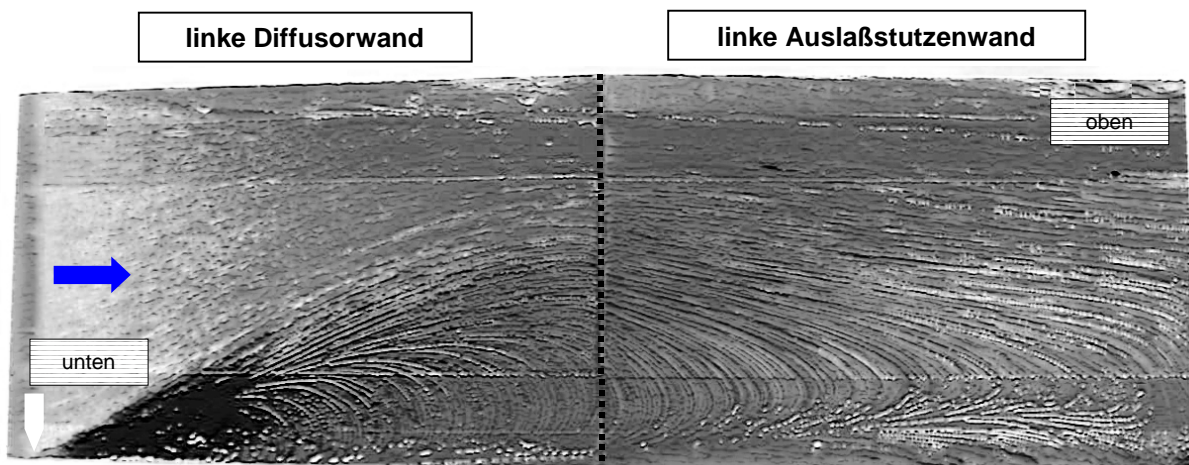


Bild 5.3-4a Streichlinien , 20° -Diffusor

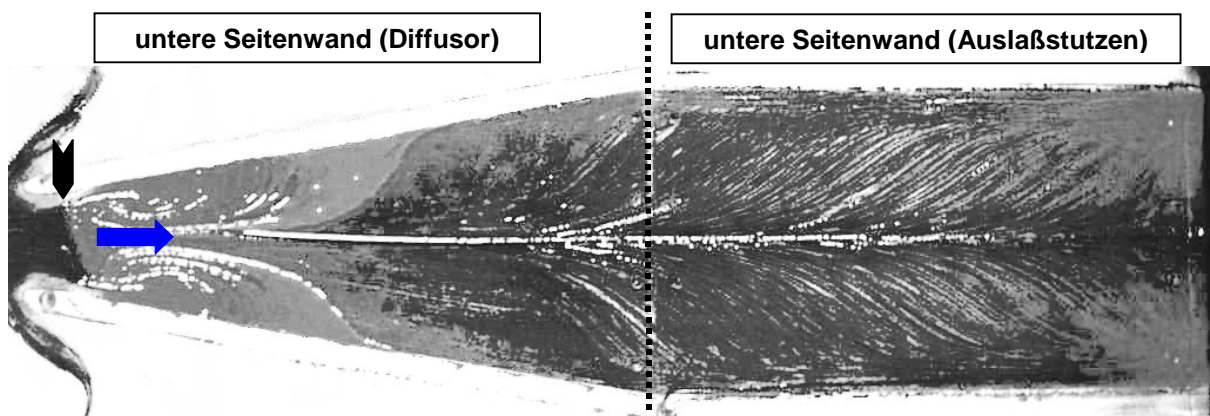


Bild 5.3-4b Streichlinien, 20° -Diffusor

Wie für den 10° -Diffusor ist eine Ablösung über beiden Seitenwänden vorhanden, von denen eine aber im Gegensatz zum 10° -Diffusor deutlich ausgeprägter ist. Der

Streichlinienverlauf auf der Diffusorwand zeigt, daß die Ablösung über der unteren Seitenwand sich bis zum Diffusoraustritt auf ca. 75% des Querschnitts ausbreitet. Gleichzeitig ist eine Ablösung im oberen Bereich der Diffusorwand zu erkennen, bei der im Gegensatz zur unteren Seitenwand aber keine Rückströmung auftritt. Dieser Bereich zeichnet sich dadurch aus, daß auf der Diffusorwand keine Streichlinien vorhanden sind, sondern das aufgetragene Material von der Strömung fast unverändert ist.

Beide Ablösungen legen bis zum Eintritt in den Sammelraum nicht wieder an, so daß auf beiden Seiten ein offenes Ablösegebiet vorliegt und die Hauptströmung zwischen den beiden Ablösegebieten eine Strahlströmung bildet. Insgesamt führen die Ablösungen zu einer Einschnürung des Strömungsquerschnitts am Diffusoraustritt von über 80%. Im Bereich des Auslaßstutzens zeigen sich Streichlinien die am Austrittsquerschnitt auf der unteren Seitenwand enden und dort einen deutlichen Materialeintrag verursachen. Ausgehend von den Endpunkten bilden sich Streichlinien aus, die in der Mitte der Seitenwand zu einem Wirbelzopf zusammenlaufen und stromauf in dem Wirbelgebiet enden, daß sich nach dem Diffusoreintritt gebildet hat. Die deutliche Ausbildung der Ablösegebiete läßt den Schluß zu, das die Ablösung stabil ist und ihre Position innerhalb des Diffusors nicht wesentlich verändert. Wie in **Bild 5.3-4b** an der scharf abgegrenzten, schräg verlaufenden Linie ca. 20mm nach dem Diffusoreintritt erkennbar ist, beginnt dort die Ablösung über der unteren Seitenwand. Diese Linie begrenzt gleichzeitig das Rückströmgebiet stromauf, in dem Material von den Diffusorwänden (helles Farbpigment) auf die Seitenwände (dunkles Farbpigment) eingetragen wird. Dies korrespondiert mit dem Beginn des Farbeintrags von der Seitenwand auf die Diffusorwand in **Bild 5.3-4a**. Über der oberen Seitenwand kann der genaue Beginn der Ablösung aufgrund der schwachen Ausprägung nicht eindeutig identifiziert werden.

5.3.2 Visualisierung instationärer Strömungsvorgänge

Die Beschreibung und die Einteilung der instabilen Strömungszustände im Diffusor erfolgte anhand der Druckmessungen unter Zuhilfenahme der Auswertung der Videoaufnahmen der Fadenbewegung. Diese Vorgehensweise hat sich als sinnvollste erwiesen, da eine Interpretation der Strömungscharakteristik alleine basierend auf der Druck- oder Geschwindigkeitsmessungen keine sichere Interpretation erlaubte. Wie die Voruntersuchungen zeigten, ist eine deutliche Beeinflussung der Strömung durch die Fäden festzustellen. Daher sind für die Videoaufnahmen während der eigentlichen Messungen nur einzelne Fäden zur Kontrolle der Ablösung nahe der Diffusoraustrittsebene angebracht worden.

Grundsätzlich läßt sich die Strömung im Diffusor immer in zwei Bereiche einteilen, in den Bereich der anliegenden Strömung und den der abgelösten Strömung. Eine genauere Einteilung der Strömungszustände über alle Bereiche wurde von *Kline; Abbott & Fox.; September 1959*, vorgestellt, die später von vielen weiteren Autoren bestätigt und weiter verfeinert wurde. Der Bereich der hier untersuchten Strömung ist in **Bild 2-1** eingezeichnet. Im Bereich einer abgelösten Strömung wurde von *Reid, E.G; Februar 1953* auch erstmals das Phänomen der spontanen Ablöseverlagerung beobachtet und beschrieben.

5.3.2.1 Diffusor ohne Auslaßstutzen, (oAS)

Die Strömungsformen für den Diffusor ohne angeschlossene Stromröhren können in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel in drei Hauptbereiche eingeteilt werden. Dabei zeigte sich im Bereich der abgelösten Strömung eine deutliche Abhängigkeit von der Reynoldszahl, so

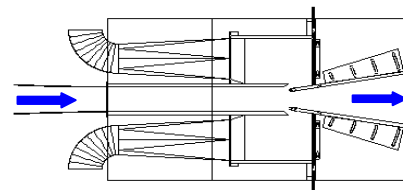


Bild 5.3-5: Diffusor ohne AS

daß eine Änderung der Reynoldszahl zu einer grundsätzlichen Änderung der Strömungscharakteristik bei konstantem Öffnungswinkel führen kann.

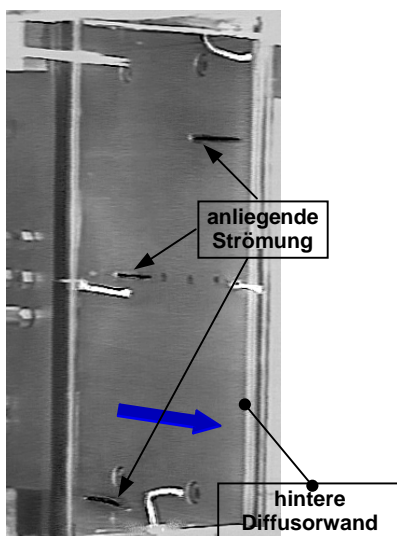


Bild 5.3-6:
 $2\theta=5^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Der Bereich der anliegenden Strömung (**Bild 5.3-6**) erstreckt sich für den untersuchten Diffusor bis ca. 10° Öffnungswinkel. In diesem Bereich ist keinerlei Abhängigkeit von der Reynoldszahl festzustellen. Die eingeklebten Fäden weisen hier immer in Hauptströmungsrichtung und die Fadenenden weisen keine oder nur geringe Schwankungen auf.

Ab einem Öffnungswinkel von 10° treten unabhängig von der Reynoldszahl auf einer der beiden parallelen Seitenwände erste lokale Ablösungen auf, bei denen die Fäden deutlichen Schwankungen unterworfen sind und ihre Auslenkung kurzzeitig ca. 90° zur Hauptströmungsrichtung beträgt. Eine Rückströmung mit

einer Umkehr der Hauptströmungsrichtung um 180° ist noch nicht festzustellen. Die Auslenkung der Fäden deutet darauf hin, daß sich in diesem Winkelbereich die Ablösung noch nicht bis zum Diffusoraustritt erstreckt, sondern innerhalb des Diffusors ein geschlossenes Gebiet bildet. Das Auftreten der Ablösegebiete ist auf eine der beiden Seitenwände beschränkt und die Strömung auf den Diffusorwänden und auf der jeweils gegenüberliegenden Seitenwand ist ruhig und ohne Ablösung.

Bei einem Öffnungswinkel von 12° (**Bild 5.3-7**) ist auf einer der parallelen Seitenwänden nahe des Diffusoraustritts eine einsetzende Rückströmung zu beobachten, bei der das Ablösegebiet zum Diffusoraustritt hin offen ist. Die Strömung auf der gegenüberliegenden Seitenwand zeigt hier aber noch keine beginnende Ablösung an.

Ab 14° Öffnungswinkel ist eine Zunahme der Rückströmphasen zu beobachten, die noch sehr kurz sind, aber häufiger auftreten. Bei einer Machzahl von ca. 0,3 bzw. Reynoldszahl von ca. 3×10^5 beträgt die Dauer der Rückströmphasen wenige zehntel Sekunden. Diese nimmt bei einer Erhöhung der Reynoldszahl auf 4×10^5 zu, wobei gleichzeitig erste Ablöseerscheinungen auf der gegenüberliegenden Seitenwand auftreten. Hier weisen die Fäden zeitweise 90° zur Hauptströmungsrichtung, ohne eine Rückströmung anzuzeigen. Bei einer weiteren Erhöhung der Reynoldszahl auf 5×10^5 treten Rückströmphasen mit einer Dauer von bis zu ca. 0,5 Sekunden auf, ohne daß eine grundsätzliche Änderung der Strömungscharakteristik eintritt. Erst bei einer weiteren Erhöhung der Reynoldszahl auf 6×10^5 ändert sich die Strömungscharakteristik wesentlich. Hier hat sich die Rückströmung stabilisiert, nur unterbrochen durch sehr kurze Ausschwemmungen des Rückströmgebiets. Die Strömung über den restlichen Wänden ist anliegend, die Fadenenden unterliegen aber kleineren Schwankungen.

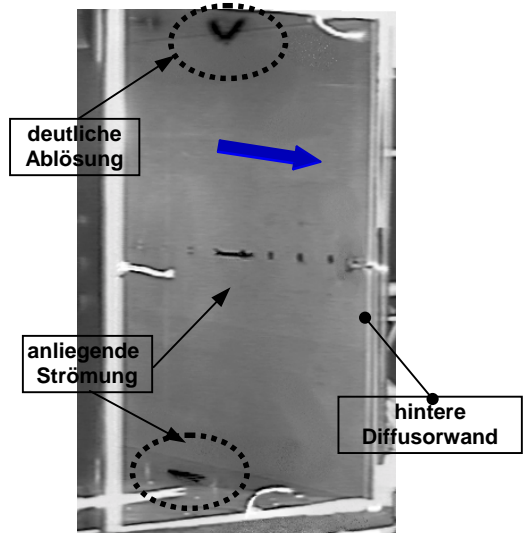


Bild 5.3-7:
 $2\theta = 12^\circ$, $Re_{W1} = 3 \times 10^5$

Bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf 15° nimmt die Rückströmung am Diffusoraustritt weiter zu und ist schon bei einer Reynoldszahl von 3×10^5 mit einer Dauer von 1÷3 Sekunden zu beobachten. Während der Rückströmphasen auf einer Seitenwand ist die Strömung auf der gegenüberliegenden Seitenwand anliegend mit nur geringen Schwankungen. Wird das Rückströmgebiet aus dem Diffusor ausgeschwemmt, löst die Strömung auf der jeweils gegenüberliegenden Seitenwand ab, ohne allerdings eine sichtbare Rückströmung auszubilden. Es liegen dann zwei geschlossene Ablösegebiete vor. Ab einer Reynoldszahl von 5×10^5 geht die Ablösung in eine stabile Rückströmung über, nur unterbrochen von sehr kurzen Ausschwemmungen. Die Strömung auf der gegenüberliegenden Wand ist dabei anliegend mit geringen Störungen, die während der kurzen Ausschwemmphasen entsprechend zunehmen. Oberhalb von $Re_{W1} = 6 \times 10^5$ treten wiederum instabile Strömungszustände auf.

Für den 16° -Diffusor konnte bei einer Reynoldszahl von $Re_{W1} = 3 \times 10^5$ eine periodische Rückströmung mit deutlichen Ausschwemmphasen beobachtet werden. Die Strömung am Diffusoraustritt wechselte dabei von einer stabilen Rückströmung (Zeitpunkt T_1 , **Bild**

5.3-8a) in eine abgelöste Strömung mit Ablösegebieten auf beiden Seitenwänden (Zeitpunkt T_3). Während der Rückströmung ist der Faden auf der oberen Seitenwand im Bereich des Diffusoraustritts permanent stromauf ausgerichtet, die Strömung auf der gegenüberliegenden Seite ist angelegt. Nach dem Ausschwemmen des Rückströmgebiets bilden sich auf beiden Seitenwände kleinere lokale Ablösungen unterschiedlicher Größe. Während der Faden auf der oberen Seitenwand deutlichen Richtungsänderungen mit Strömungsumkehr unterliegt, weist der Faden auf der unteren Seitenwand kleinere Schwankungen mit Ausschlägen bis 90° zur Hauptströmungsrichtung auf. Der lokale Charakter der Ablösegebiete wird auch dadurch deutlich, daß die Fäden in der Diffusorwandmitte in Strömungsrichtung weisen, während sie im Fall einer Rückströmung deutlich aus der Hauptströmungsrichtung ausgelenkt werden. Die Dauer der Ausschwemmungen beträgt im Mittel ca. 2 Sekunden, unterliegt aber einer breiten Streuung. Bei einer Erhöhung der Reynoldszahl stabilisiert sich das Rückströmgebiet auf einer Seitenwand und oberhalb einer Reynoldszahl von 5×10^5 treten nur noch sehr kurze Ausschwemmphasen von wenigen zehntel Sekunden Dauer auf. Eine weitere Erhöhung der Reynoldszahl führt dazu, daß sich die Rückströmung weiter stabilisiert aber ihre Position innerhalb des Diffusors zeitweise von einer Seitenwand auf die andere verlagert.

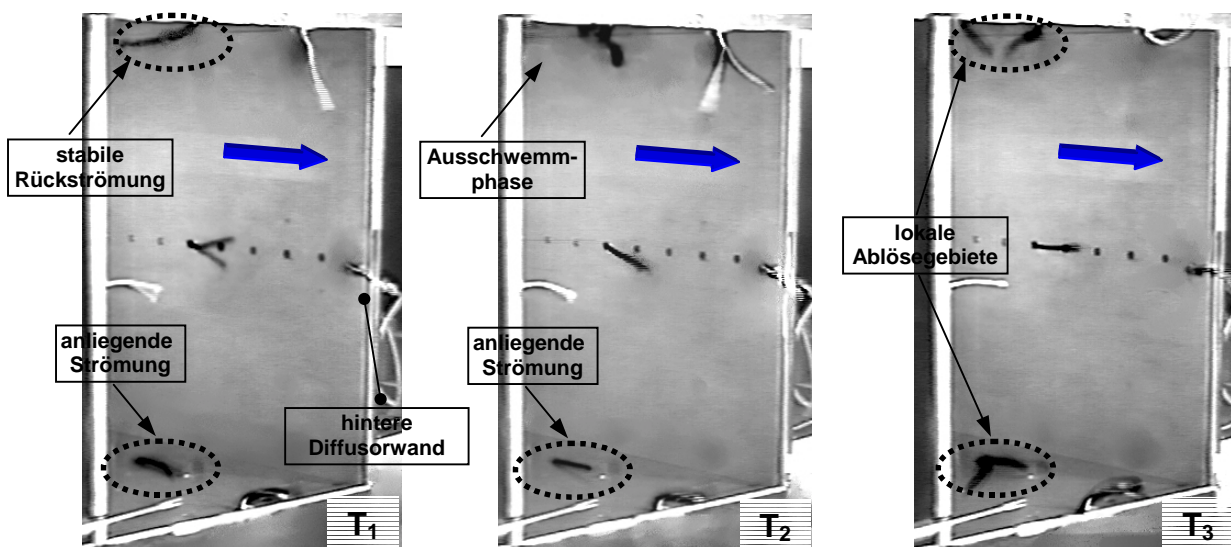


Bild 5.3-8a: Diffusor $2\theta=16^\circ$ mit instabiler Ablösung, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Die Laserlichtschnittaufnahme in **Bild 5.3-8b** zeigt den Vorgang des Ausschwemmens des Rückströmgebiets aus dem Diffusor etwas deutlicher, als es aus der Fadenvisualisierung hervorgeht. Zum Zeitpunkt T_1 befindet sich die Ablösung mit ausgeprägter Rückströmung über der oberen Seitenwand. Die dunkle Zone am Diffusoraustritt kennzeichnet den Bereich, in dem die Rückströmung Luft aus der Umgebung ansaugt und in den deshalb kein Nebelfluid eintreten kann. Zum Zeitpunkt T_3 wurde die Rückströmung vollständig aus dem Diffusor ausgeschwemmt, während zum Zeitpunkt T_4 die Strömung wieder ihren ursprünglichen Zustand angenommen hat. Die lokalen Ablösungen über den Seitenwänden nach dem Ausschwemmen der Rückströmung sind hier aufgrund ihrer geringen Ausdehnung nicht erkennbar.

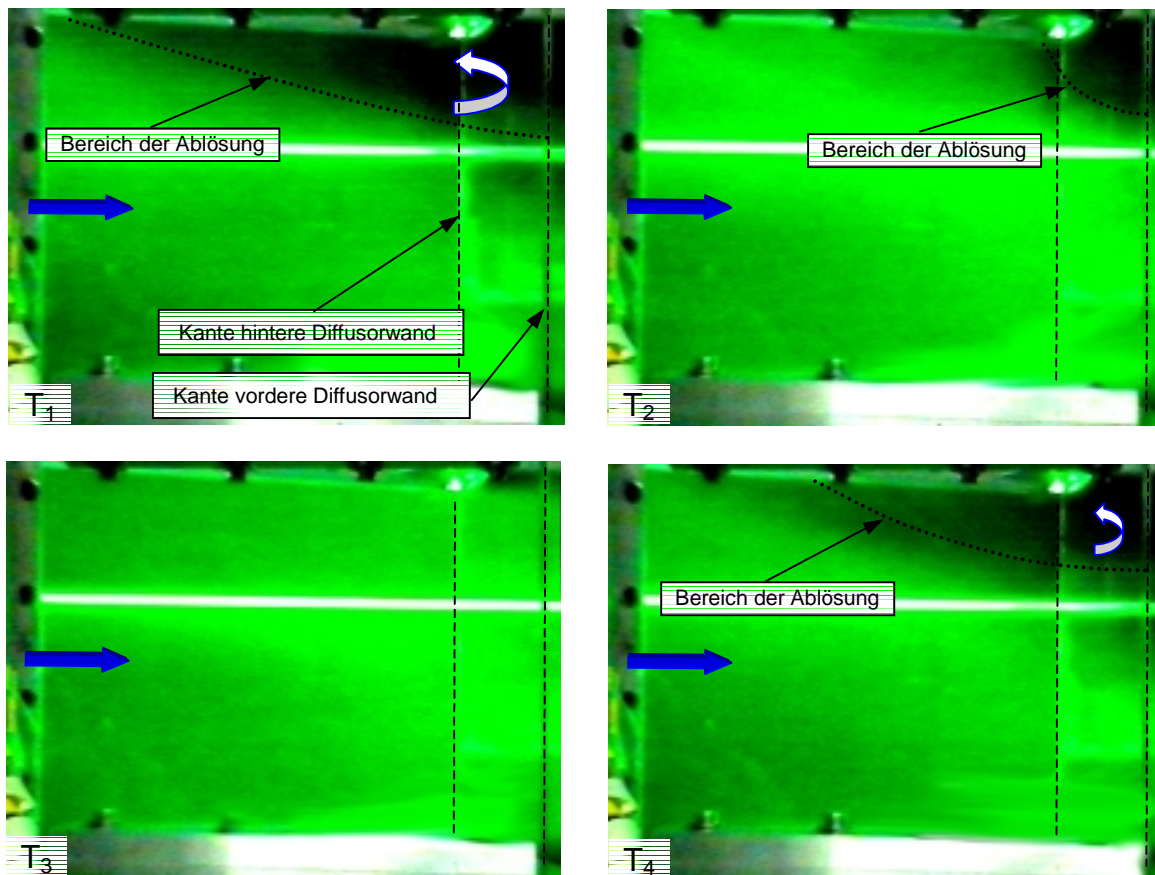


Bild 5.3-8b: Diffusor $2\theta=16^\circ$, Ausschwemmen der Ablösung, Laserlichtschnitt

Bei einem Öffnungswinkel von $2\theta=17^\circ$ und einer Reynoldszahl von 3×10^5 tritt eine stabile Rückströmung auf der oberen Seitenwand auf, die spontan über einen längeren Zeitraum von mehreren Sekunden in eine beidseitige geschlossene Ablösung ohne Rückströmung übergeht, um anschließend wieder in eine stabile Rückströmung auf einer Seitenwand umzuschlagen. Während der stabilen Rückströmphasen ist die Strömung auf der gegenüberliegenden Seitenwand vollständig anliegend und unterliegt nur geringen Schwankungen. Bei einer Reynoldszahl von 4×10^5 zeigen sich nur noch vereinzelte und kurze Ausschwemmungen des Rückströmgebietes von einigen zehntel Sekunden bis zu einer Sekunde Dauer. Eine weitere Erhöhung der Reynoldszahl führt zu einer vollständigen Stabilisierung der Rückströmung auf einer Seitenwand ohne eindeutige Ausschwemmphasen mit vollständig anliegender Hauptströmung auf der gegenüberliegenden Seitenwand. Oberhalb von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ neigt das stabile Ablösegebiet dann zu einer Verlagerung seiner Position innerhalb des Diffusors, ohne seine Charakteristik zu ändern.

Die weitere Erhöhung des Öffnungswinkels auf 18° (**Bild 5.3-9**) führt bei einer Reynoldszahl von 3×10^5 zu einer Verkürzung der Ausschwemmphasen auf wenige Sekunden. Wie schon bei den Öffnungswinkeln 16° und 17° beobachtet, tritt auch hier ein Umschlag der Rückströmung auf der unteren Seitenwand (Zeitpunkt T_1) in eine Strömung mit Ablösegebieten auf beiden Seitenwänden (Zeitpunkt T_2) auf. Zusätzlich ist hier das Phänomen zu beobachten, daß das zum Zeitpunkt T_3 stabile Rückströmgebiet von der unteren Seitenwand spontan auf die obere Seitenwand (Zeitpunkt T_4) wechselt. An der Auslenkung der Fäden in der Diffusorwandmitte kann zu

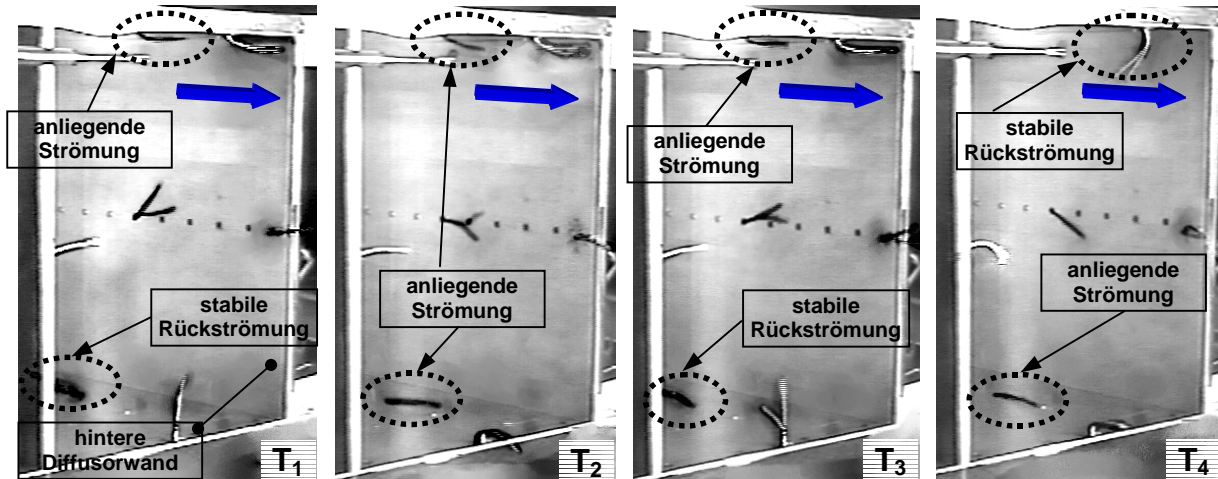


Bild 5.3-9: Diffusor $2\theta=18^\circ$ mit wechselnd instabiler Ablösung, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

den jeweiligen Zeitpunkten auf die Ausdehnung der jeweiligen Ablösegebiete geschlossen werden. Die beobachteten Strömungsphänomene sind reproduzierbar, treten aber sehr unregelmäßig auf, so daß eine Angabe einer Periodendauer nicht sinnvoll ist. Eine Erhöhung der Reynoldszahl von $Re_{W1} = 3 \times 10^5$ auf $Re_{W1} = 4 \times 10^5$ führt zu einer deutlichen Verkürzung der beschriebenen Strömungsphänomene, die jetzt auch wesentlich seltener auftreten. Eine weitere Erhöhung der Reynoldszahl führt zu einer Stabilisierung des Rückströmgebiets auf einer Seitenwand und ein Umschlagen ist nicht mehr festzustellen. Oberhalb von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ ist wiederum eine Verlagerung der stabilen Rückströmung innerhalb des Diffusors zu beobachten.

Für den 20° -Diffusor (**Bild 5.3-10**) konnte erst bei einer Reynoldszahl von 6×10^5 eine längere Änderung in der Strömungscharakteristik beobachtet werden. Während sich

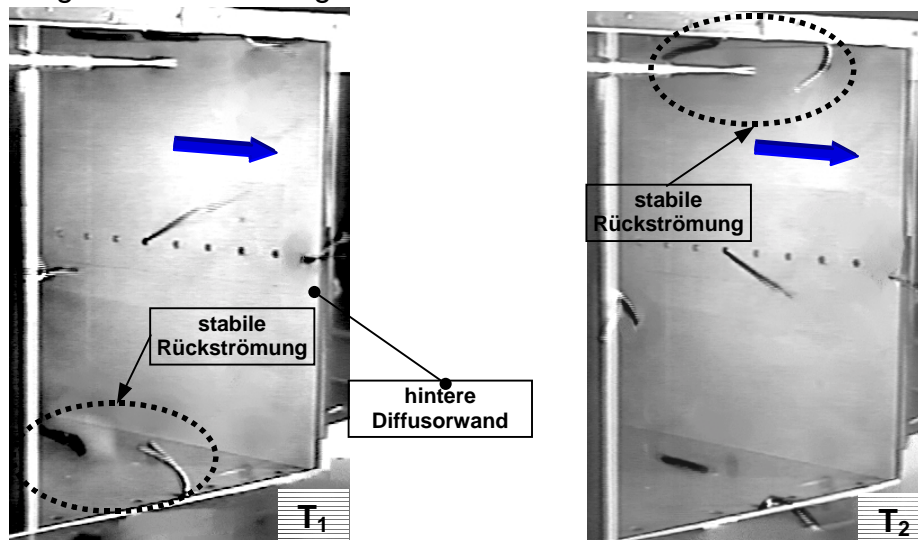


Bild 5.3-10: Diffusor $2\theta=20^\circ$ mit wechselnd stabiler Rückströmung, $Re_{W1}=6,2 \times 10^5$

bei niedrigeren Reynoldszahlen ein stabiles Rückströmgebiet mit kurzen Wechseln von einer Seitenwand auf die andere Seitenwand zeigte, wurde bei einer Reynoldszahl von 6×10^5 innerhalb eines längeren Beobachtungszeitraums (ca. 30 min.) ein spontane, länger dauernde Verlagerung der Rückströmung von einer Seitenwand (Zeitpunkt T_1) auf die andere (Zeitpunkt T_2) beobachtet.

Nach ca. 25 Sekunden wechselte die Strömung wieder in ihren Ausgangszustand zum Zeitpunkt T_1 . Wiederholungsmessungen zeigten, daß dieses Phänomen sehr unregelmäßig auftritt und damit eine Aussage über eine mittlere Periodendauer nicht getroffen werden kann. Der genaue Vorgang bei einem Wechsel der Ablösung von einer Seitenwand auf die jeweils gegenüberliegende wird anhand einer Fadenteppichvisualisierung (**Bild 5.3-10b**) verdeutlicht.

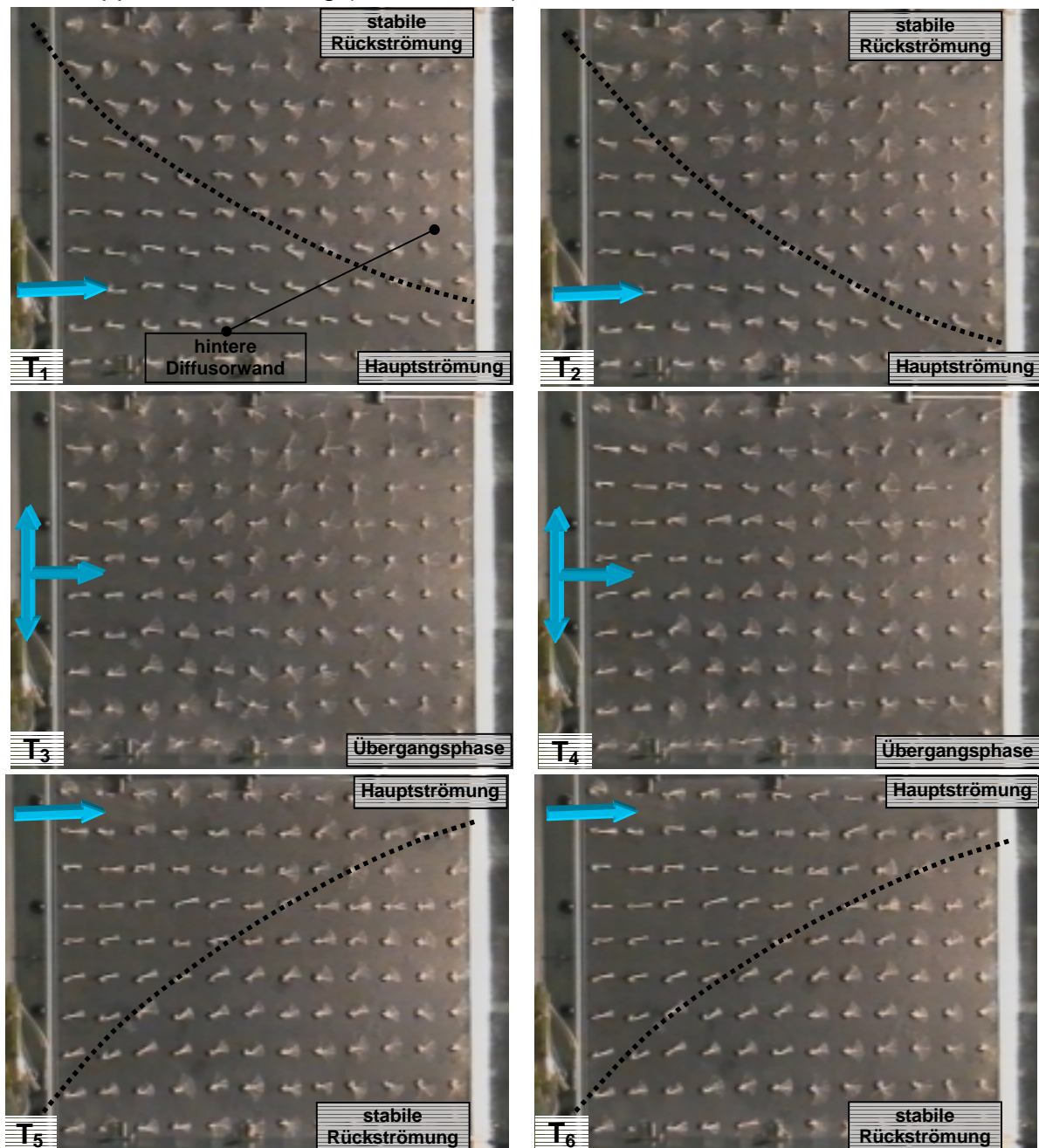


Bild 5.3-10b: Diffusor 20° mit wechselnd stabiler Rückströmung, ($Re_{W1}=4 \times 10^5$)

Zu den Zeitpunkten T_1 und T_2 ist die Strömung mit einer stabilen Rückströmung auf der oberen Seitenwand abgelöst. Zum Zeitpunkt T_2 ist eine geringfügige größere Ausdehnung des Ablösegebiets gegenüber dem Zeitpunkt T_1 festzustellen, das zu den Zeitpunkten T_3 und T_4 die gesamte Diffusorwand erfäßt. In dieser Phase ist die Lage der Hauptströmung nicht mehr klar erkennbar und das gesamte Strömungsfeld über der Diffusorwand pulsiert. Ab dem Zeitpunkt T_5 hat sich die Strömung wieder stabilisiert und

das Rückströmgebiet befindet sich jetzt über der unteren Seitenwand. Insgesamt beansprucht der Wechselvorgang nicht mehr als wenige zehntel Sekunden. Beobachtet wurde auch ein Abbruch dieses Vorgangs, wobei nach den Zeitpunkten T_3 und T_4 mit dem Pulsieren des Strömungsfeldes, die Strömung in den Ausgangszustand zu den Zeitpunkten T_1 und T_2 zurückkehrte.

Oberhalb von 20° Öffnungswinkel beginnen die Ablösungen sich von den parallelen Seitenwänden auf die Diffusorwände auszudehnen, so daß eine klare Abgrenzung der Ablösezone von der anliegenden Hauptströmung nicht mehr erkennbar ist. Bei 30° Öffnungswinkel treten wechselnde Ablösungen mit vollständiger Rückströmung sowohl auf den Seitenwänden als auch auf den Diffusorwänden auf. Wie in **Bild 5.3-11** dargestellt, wechselt die Rückströmung auf der hinteren Diffusorwand zu den Zeitpunkten T_1 und T_2 in eine anliegende Strömung zu den Zeitpunkten T_3 und T_4 . Gleichzeitig wechselt die Strömung auf der oberen Seitenwand von einer anliegenden Strömung in eine abgelöste Strömung mit Rückströmung. Dieses Phänomen ist über den gesamten untersuchten Reynoldszahlbereich beobachtbar, die Frequenz der Wechsel nimmt mit steigender Reynoldszahl aber deutlich zu, so daß die einzelnen Phasen nicht mehr klar zu trennen sind.

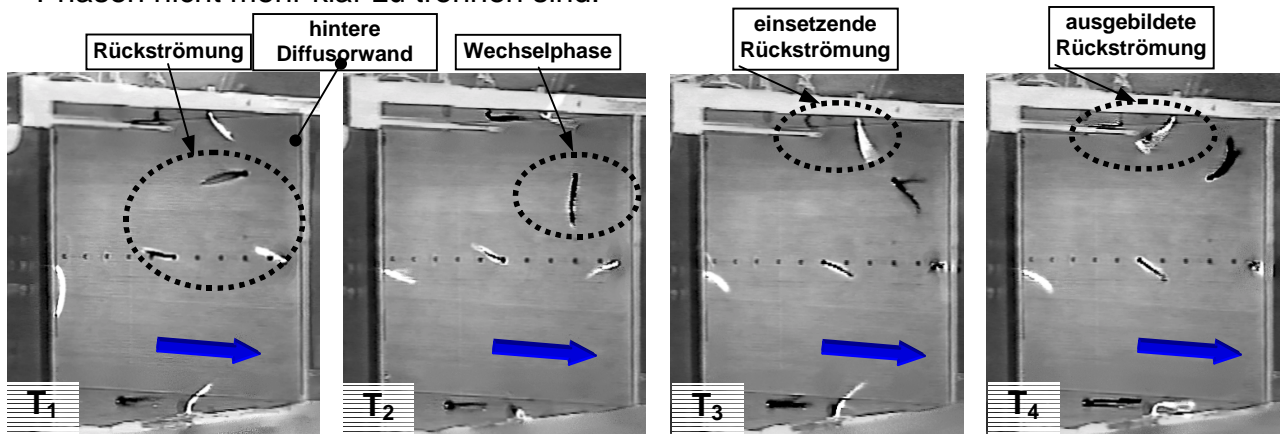


Bild 5.3-11: Diffusor $2\theta=30^\circ$ mit Umschlag der Rückströmung, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Im 40° -Diffusor hat sich die Ablösung über einer Diffusorwand weitestgehend stabilisiert und erstreckt sich von dort aus hufeisenförmig über die beiden Seitenwände und die Strömung auf der gegenüberliegenden Diffusorwand bildet die Hauptströmung. Eine Instabilität der Ablösung war hier nicht zu beobachten.

5.3.2.2 Diffusor mit Auslaßstutzen (300mm), (mAS)

Der Einfluß dem Diffusor nachfolgender Elemente auf die Stabilität der Diffusorströmung wurde u.a. mit einem nachgeschalteten Auslaßstutzen von 300mm Länge untersucht. Wie im folgenden erläutert wird, zeigen sich deutliche Änderungen gegenüber dem Strömungsverhalten im Diffusor ohne Auslaßstutzen.

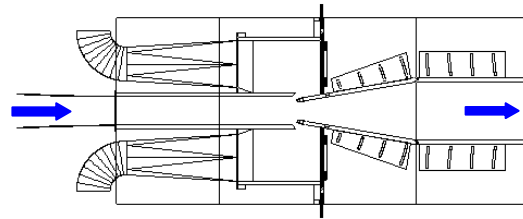


Bild 5.3-11: Diffusor mit AS

Ab 10° Öffnungswinkel zeigen sich in dieser Konfiguration die ersten Ablösephänomene auf einer der parallelen Seitenwänden. Im Gegensatz zum Diffusor ohne Auslaßstutzen ist daß Einsetzen der Ablösung bei diesem Winkel von der Reynoldszahl abhängig, was auf eine Verschiebung des ablösegefährdeten Bereichs durch den Stutzen zu etwas höheren Winkeln hindeutet. Während für eine Reynoldszahl von $Re_{W1}=3 \times 10^5$ noch keinerlei Ablöseerscheinungen erkennbar sind, beginnt die Strömung bei $Re_{W1}=4 \times 10^5$ abzulösen. Dabei weisen die Fäden auf der Seitenwand erste Ausschläge von 90° zur Hauptströmungsrichtung auf, zeigen aber noch keine Rückströmung mit einem Umschlag von 180° an. Die Ablösephänomene sind lokal eng begrenzt und beschränken sich auf den Bereich des Diffusoraustritts. Die Strömung auf den übrigen Wänden bleibt von Ablösungen unbeeinflusst und ist vollständig angelegt und ruhig.

Ablösungen mit ersten sehr kurzen Rückströmphasen von wenigen zehntel Sekunden Dauer zeigen sich ab $2\theta=12^\circ$ bei einer Reynoldszahl von 4×10^5 , die mit steigender Reynoldszahl geringfügig zunehmen. Bei $Re_{W1}=6 \times 10^5$ sind auf der gegenüberliegenden Seitenwand ebenfalls erste Ablöseerscheinungen festzustellen, es tritt dort aber noch keine Rückströmung auf. Die Ablösegebiete liegen nahe der Diffusoraustrittsebene, im Auslaßstutzen ist die Strömung aber bereits wieder angelegt.

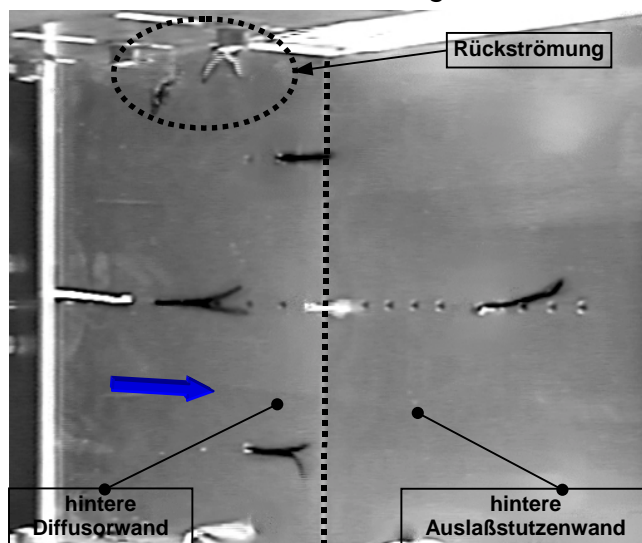


Bild 5.3-12: $2\theta=14^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Seitenwänden ausgerichtet, was auf eine annähernd identische Ausdehnung der beiden gegenüberliegenden Ablösegebiete hindeutet.

Ab 14° (**Bild 5.3-12**) beginnt sich die Rückströmung auf einer Seitenwand zu stabilisieren, unterbrochen von seltenen, sehr kurzen Ausschwemmungen ($<0,5$ s). Damit verbunden ist eine beginnende Ablösung auf der gegenüberliegenden Seitenwand, auf der korrespondierend zu den Ausschwemmungen Ablösungen auftreten. Das Ablösegebiet auf der gegenüberliegenden Seitenwand wird bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf 16° (**Bild 5.3-12**) stabilisiert, ohne eine deutliche Rückströmung aufzuweisen. Dabei sind die Wollfäden in der Mitte der Diffusorwände parallel zu den

Bis zu einem Öffnungswinkel von $2\theta=20^\circ$ zeigt sich keine wesentliche Änderung in der Strömungscharakteristik. Bei 20° Öffnungswinkel sind im Reynoldsbereich zwischen $Re_{W1}=3 \times 10^5 \div 4 \times 10^5$ längere, stabile Rückströmphasen zu erkennen, so daß in diesem Bereich von einer instabilen Ablösung gesprochen werden kann. Gleichzeitig beginnen sich die Ablösungen von den Seitenwänden auf die Diffusorwände auszudehnen. Ab einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ sind alle Wände von Ablösung mit sehr kurzen Rückströmphasen betroffen.

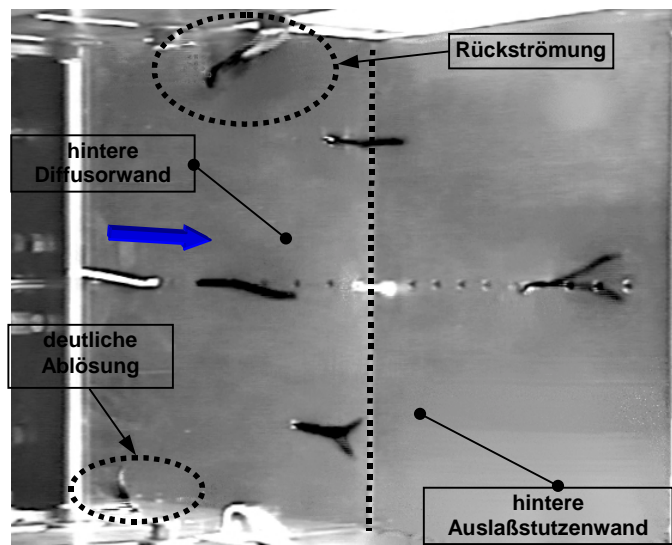


Bild 5.3-13: $2\theta=16^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Bei 30° Öffnungswinkel hat sich die Ablösung weiter ausgedehnt und jetzt sind auch die Diffusorwände vollständig von einer Ablösung mit Rückströmung erfaßt. Gleichzeitig sind seltene und kurze, zwischen den Diffusorwänden wechselnde Rückströmphasen zu beobachten. Bei einem Öffnungswinkel von 40° hat sich die Ablösung auf einer Diffusorwand mit einem ausgeprägten Rückströmgebiet stabilisiert, welches nur von kurzen Ausschwemmungen unterbrochen wird. Die Strömung auf den übrigen Wänden ist jetzt stabil anliegend.

5.3.2.3 Diffusor mit kurzem Auslaßstutzen (100mm)

Wie bei den beiden vorhergehenden Konfigurationen ist auch in der Konfiguration mit kurzem Auslaßstutzen unterhalb von 10° Öffnungswinkel eine anliegende Strömung festzustellen. Im Gegensatz zu den in Kapitel 5.3.2.2 beschriebenen Messungen mit langen Auslaßstutzen zeigen sich hier allerdings schon früh Schwankungen der Fadenenden bei ansonsten ruhiger Strömung, was auf eine etwas erhöhte Turbulenz der anliegenden Strömung hindeutet.

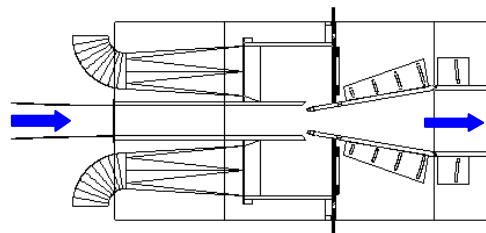
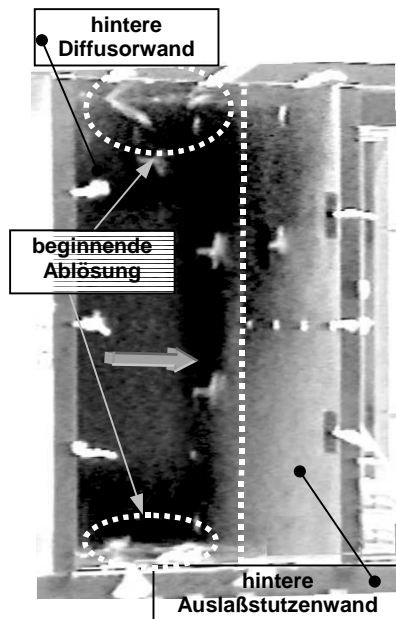
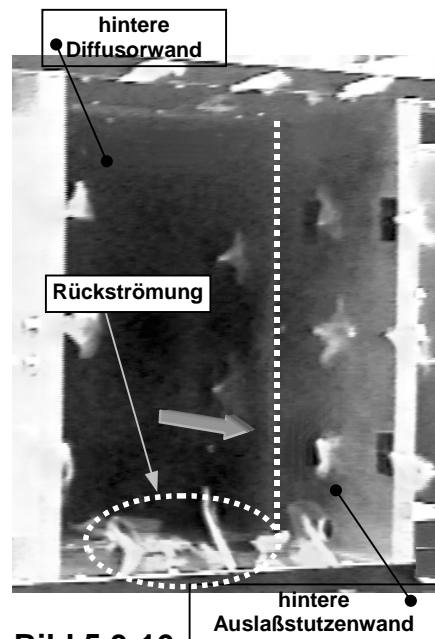


Bild 5.3-14: Diffusor mit ASK

Ab 10° sind erste deutliche Ablöseerscheinungen sichtbar, wobei die Fäden in unregelmäßigen Abständen bis 90° zur Hauptströmungsrichtung ausschlagen. Die Ablösungen erfassen schon ab diesem niedrigen Öffnungswinkel beide Seitenwände und sind nicht nur, wie in der Konfiguration mit langen Stutzen, auf eine Seitenwand beschränkt.

Bei 12° Öffnungswinkel (**Bild 5.3-15**) ist die Strömung deutlich auf beiden Seitenwänden abgelöst und mit steigender Reynoldszahl treten erste, sehr kurze Rückströmphasen auf. Die Strömung auf den Diffusorwänden ist weiterhin anliegend,

**Bild 5.3-15:** $2\theta=12^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$ **Bild 5.3-16:** $2\theta=20^\circ$, $Re_{W1}=6 \times 10^5$

durch die deutlichen Ausschläge der Fadenenden kann man aber auf eine erhöhte Turbulenz in wandnähe schließen. Die Häufigkeit und Länge der Rückströmphasen nehmen mit einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf 16° zu, ohne daß eine grundsätzliche Änderung der Strömungsform eintritt. Eine weitere Vergrößerung des Öffnungswinkels führt zu einer zunehmenden Ablösung der Strömung auf den Diffusorwänden, wobei die Dauer der Rückströmphasen deutlich zurückgeht. Bei Öffnungswinkeln von 18° und 20° (**Bild 5.3-16**) und einer Reynoldszahl von 6×10^5 hat sich auf einer Seitenwand ein Ablösung mit überwiegender Rückströmung ausgebildet. Die Strömung auf der gegenüberliegenden Seitenwand ist überwiegend angelegt, unterbrochen von kurzen Ablösungen mit Auslenkung der Fäden bis maximal 90° zur Hauptströmungsrichtung. Eine weitere Vergrößerung des Öffnungswinkels zeigt auch bei dieser Konfiguration eine Ausbreitung der Ablösung auf die Diffusorwände.

5.3.2.4 Diffusor mit Sammelraum und Drossel

Eine wesentliche Änderung der Strömungsform im Diffusor ergibt sich beim direkten Anschluß eines Sammelraums mit Drossel an den Diffusor. Eine Auswertung für ausgewählte Winkel zeigt, daß sich die Ablösung nur auf einer Seitenwand ausbildet und die jeweils gegenüberliegende ohne Ablösung bleibt. Ein ähnliches Verhalten konnte nur noch für den Diffusor ohne Auslaßstutzen beobachtet werden.

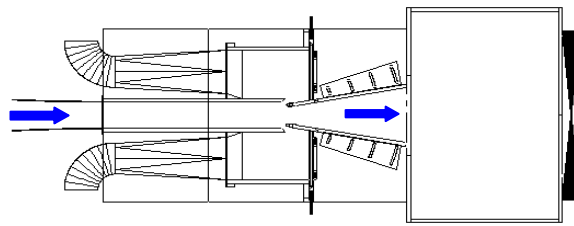


Bild 5.3-17: Diffusor mit Sammelraum

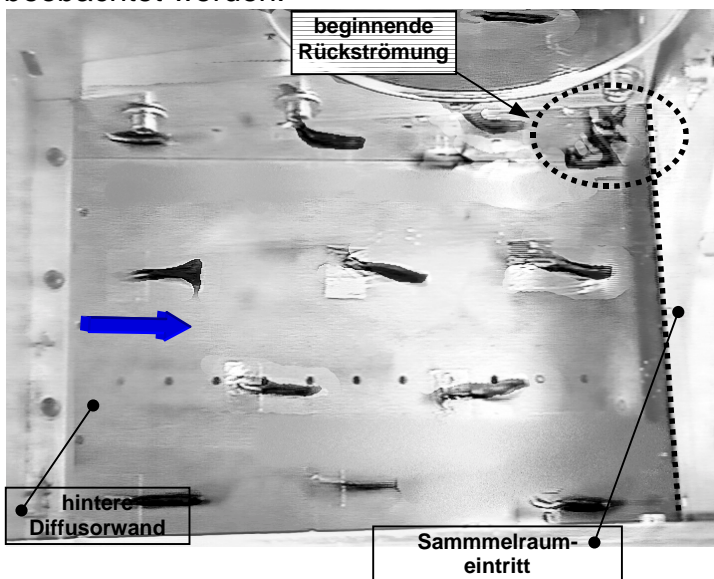


Bild 5.3-18: $2\theta=10^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

Bis 5° Öffnungswinkel ist die Strömung in dieser Konfiguration, wie auch in den vorherigen, angelegt und ohne Störungen. Bei einem Öffnungswinkel von 10° (**Bild 5.3-18**) zeigt sich hier auf der oberen Seitenwand im letzten Viertel eine Ablösung mit einsetzender, deutlicher Rückströmung. Die Ablösung bildet hier kein abgeschlossenes Gebiet, sondern ist zum Diffusoraustritt hin offen. Mit steigender Reynoldszahl ist eine Ausdehnung der Ablösung vom Austrittsquerschnitt stromauf, sowie eine Stabilisierung der Rückströmung zu beobachten.

Die Strömung über den übrigen Wänden außerhalb des Bereichs der Ablösung ist ruhig und die Fäden zeigen nur sehr geringe Ausschläge an den Fadenenden. Eine Vergrößerung des Öffnungswinkels führt zu einer weiteren Stabilisierung und Ausdehnung der Rückströmung auf einer Seitenwand. Bei einem 16° -Diffusor (**Bild 5.3-19**) erstreckt sich die Ablösung vom Diffusoraustritt bis ca. zur Mitte des Diffusors stromauf. Die Ausdehnung der Ablösung über den Diffusorwänden, die mit steigender Reynoldszahl und steigendem Öffnungswinkel

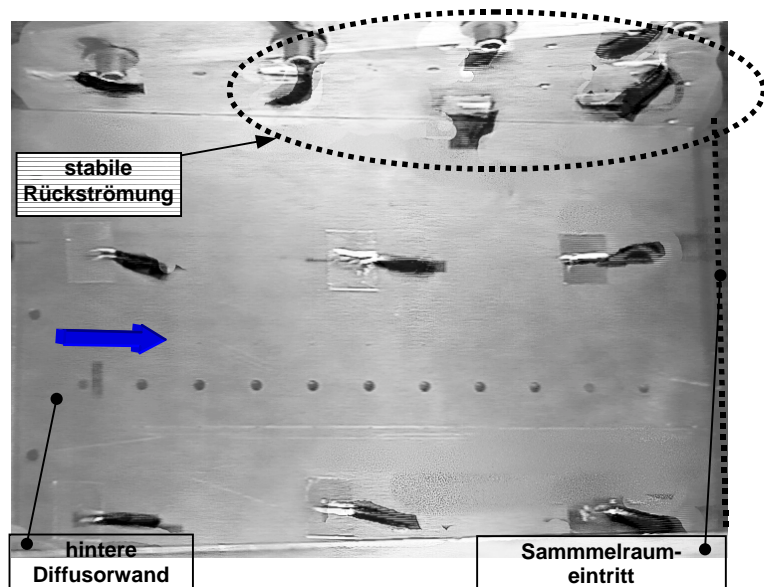
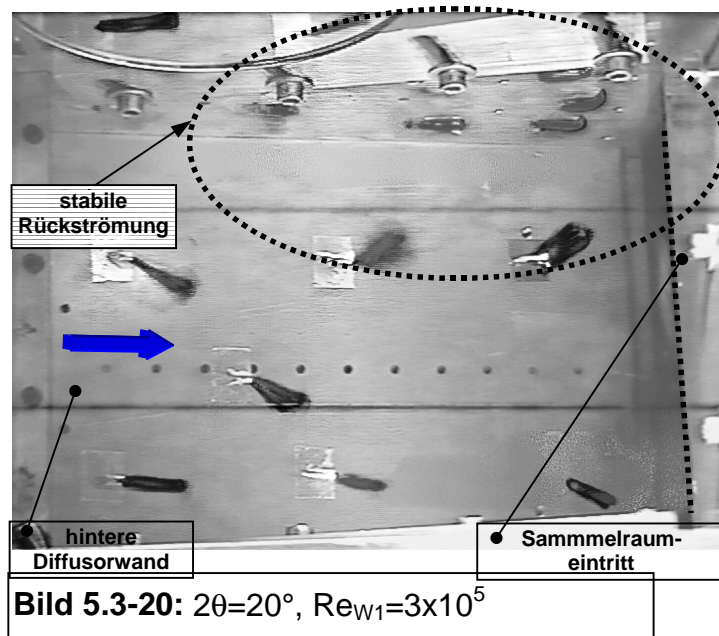


Bild 5.3-19: $2\theta=16^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$

zunimmt, kann über die Auslenkung der auf ihnen angebrachten Fäden abgeschätzt werden.



Bei 20° Öffnungswinkel ° (**Bild 5.3-20**) zeigen die Fäden auf der oberen Seitenwand permanent stromauf und die Ausdehnung der Ablösung, erkennbar an der Auslenkung der Fäden auf der Diffusorwand, hat deutlich zugenommen. Dies bedeutet eine deutliche Zunahme der Einschnürung der Hauptströmung. Die Strömung auf der unteren Seitenwand ist weiterhin ruhig und zeigt keinerlei Ablösephänomene. Wird der Öffnungswinkel weiter vergrößert, dehnt sich das Rückströmgebiet weiter stromauf und über die Diffusorwände aus. Am Diffusoraustritt liegt jetzt eine

permanente Rückströmung vor, die stabil auf einer Seitenwand verharrt.

5.3.2.5 Stabilitätsdiagramme der Konfigurationen

Eine schematische Darstellung der oben beschriebenen Strömungsphänomene zeigt die folgende Grafik, mit der deren charakteristischen Merkmale schematisch verdeutlicht werden sollen:

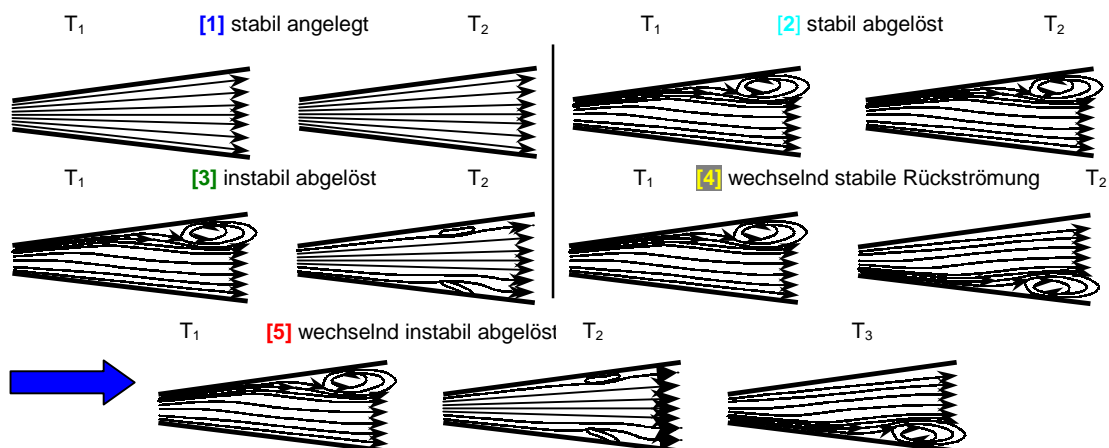


Bild 5.3-21: Strömungsformen im Diffusor

Eine zusammenfassende Darstellung der Strömungsformen, wie sie in den einzelnen Konfigurationen im jeweils untersuchten Parameterbereich festgestellt wurden, wird im folgenden gegeben. In den Diagrammen sind die Bereiche der einzelnen Strömungsformen, wie sie in **Bild 5.3-21** charakterisiert wurden, farblich gekennzeichnet. Auf der Abszisse ist die Reynoldszahl Re_{W1} , auf der Ordinate der

jeweilige Öffnungswinkel aufgetragen. An den Beobachtungspunkten gibt die Größe der Kreise die relative Größe des Druckrückgewinns C_p bzw. der Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ an. Änderungen der Bezugsgröße führen dabei zu einer exponentiellen Vergrößerung der Kreise um diese deutlicher hervorzuheben.

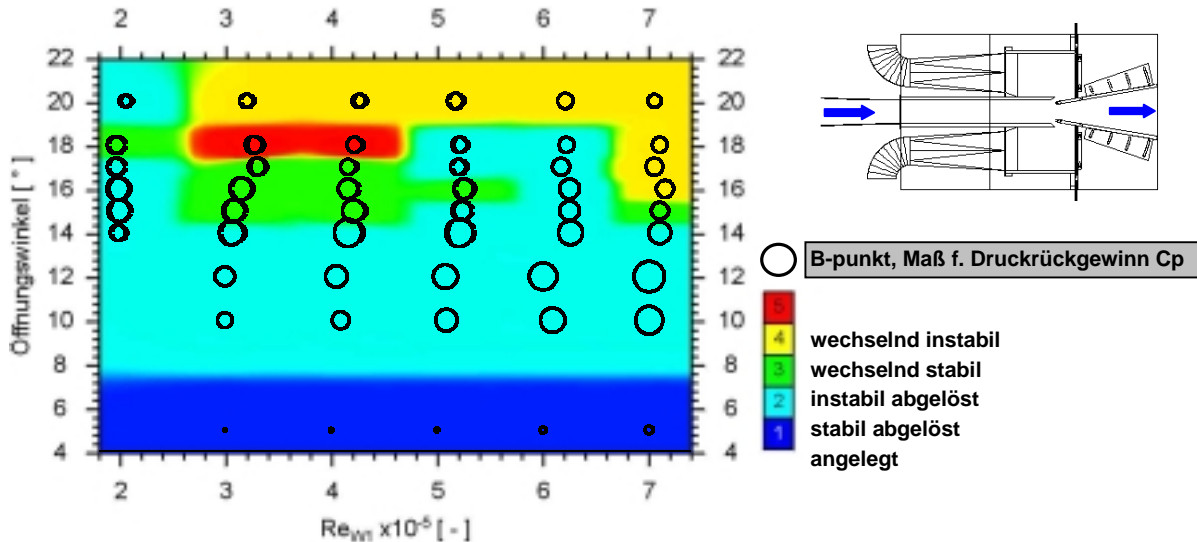


Bild 5.3-22a: Strömungsform / Druckrückgewinn C_p , ohne Auslaßstutzen, $L/W_1=6$

Das Diagramm in **Bild 5.3-22a** zeigt, dass es zwei große Bereiche stabiler Strömung gibt, den der anliegenden Strömung und den der abgelösten Strömung bei kleineren Öffnungswinkeln. Die genaue Grenze des Übergangs von der angelegten zur abgelösten Strömung wurde dabei nicht weiter aufgelöst. Die Beobachtungen deuten aber darauf hin, daß erste Ablösungen kurz unterhalb von 10° auftreten. Im Bereich der stabil abgelösten Strömung zwischen 10° und 14° unterliegt die Strömung selbstverständlich gewissen Schwankungen, die in der Natur der Ablösung liegen. Die Strömung zeigt dabei aber keine grundsätzlichen und dauerhaften Änderungen ihrer Strömungscharakteristika und die Ablösungen ändern ihre Position innerhalb des Diffusors nicht. Eine instabile Ablösung trat hauptsächlich im Bereich zwischen 15° und 20° auf, bildet hier aber in Abhängigkeit von der Reynoldszahl keinen geschlossenen Bereich. Eine wechselnd stabile Rückströmung trat insbesondere bei größeren Öffnungswinkeln und bei hohen Reynoldszahlen auf. Eine Abweichung ergibt sich für den 20° -Diffusor, bei dem diese Strömungsform ab einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=3 \times 10^5$ beobachtet werden konnte. Die wechselnd instabile Ablösung bildet einen Sonderfall und konnte nur für den 18° -Diffusor bei den Reynoldszahlen 3×10^5 und 4×10^5 beobachtet werden. Diese Strömungsform weist keine eigenen Charakteristika auf, sondern bildet eine Kombination der beiden oben beschriebenen Strömungsformen. Ihre Eigenschaften deuten darauf hin, daß sie einen Übergangszustand zwischen der instabilen Ablösung und einer Ablösung mit wechselnd stabiler Rückströmung darstellt. Damit kann angenommen werden, daß sie auch bei anderen Konfigurationen auftritt, konnte dort aber nicht mit dieser Deutlichkeit festgestellt werden.

Anhand der eingetragenen Kreise als Maß für den Druckrückgewinn C_p zeigt sich, daß die höchsten Werte im Druckrückgewinn beim Übergang von einer stabil abgelösten Strömung zur instabil abgelösten Strömung ($2\theta=14^\circ$, $Re_{W1}=4 \div 5 \times 10^5$) und bei stabil abgelöster Strömung und hohen Reynoldszahlen auftritt ($2\theta=12^\circ$, $Re_{W1}=6 \div 7 \times 10^5$). Im

Bereich der instabilen Ablösung unterliegen die Strömungsformen Änderungen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Dabei nimmt bei einer Erhöhung der Reynoldszahl und einer entsprechenden Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit die Dauer der instabilen Phasen ab und geht in höherfrequente Schwankungen über. Daraus ergibt sich z.B. der Übergang von der instabilen zur stabilen Ablösung im Winkelbereich zwischen $2\theta=15^\circ$ und $2\theta=18^\circ$ bei steigender Reynoldszahl. Der untersuchte Winkelbereich oberhalb von $2\theta=20^\circ$ Grad wurde in die Diagramme nicht aufgenommen, da in diesem Bereich Ablösungen auf allen Diffusorwänden auftreten und einzelne Phasen nicht mehr eindeutig zu charakterisieren sind.

Die Darstellung der Schwankungsgröße in Bezug zur Strömungsform zeigt nochmals, daß die niedrigsten Schwankungsgrößen bei angelegter und stabil abgelöster Strömung auftreten. Die höchsten Werte treten hier beim Übergang der instabil abgelösten zur wechselnd instabil abgelösten Strömung auf ($2\theta=17^\circ$, $Re_{W1}=3 \times 10^5$) sowie bei hohen Öffnungswinkeln und hohen Reynoldszahlen bei einer wechselnd stabilen Ablösung.

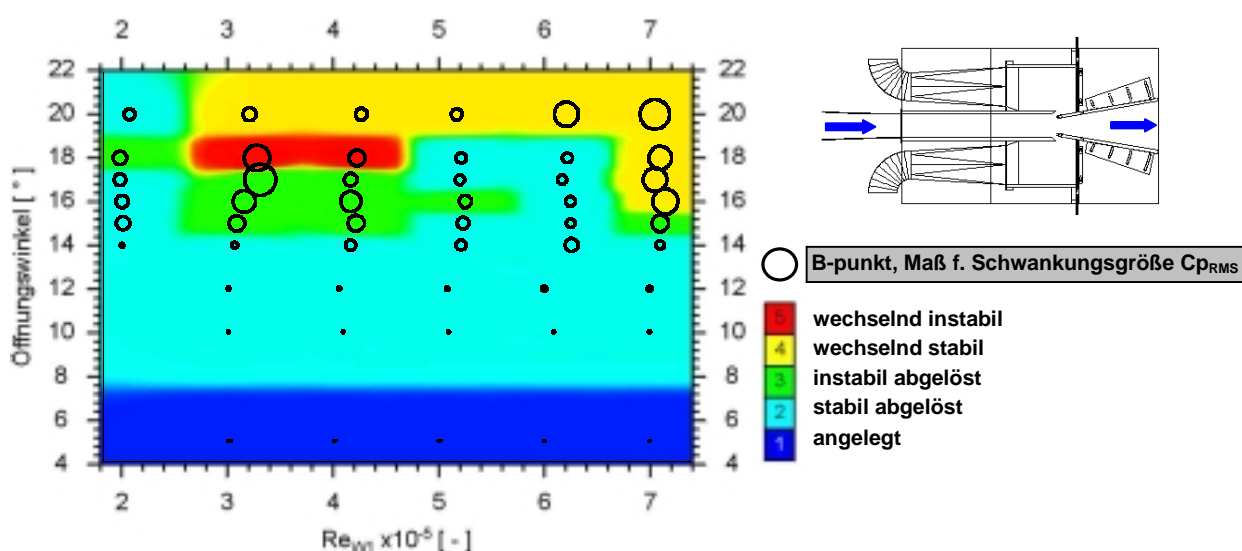


Bild 5.3-22b: Strömungsform / Schwankungsgröße, ohne Auslaßstutzen, $L/W_1=6$

Wurde an den Diffusor ein Auslaßstutzen angeschlossen, zeigten sich grundsätzliche Änderungen im Ablöseverhalten, was durch die Verteilung der Strömungsformen über den Parameterbereich (**Bild 5.3-23a**) deutlich wird. Der Auslaßstutzen von 300mm Länge verhinderte bis zu größeren Öffnungswinkeln hin das Auftreten von Instabilitäten, wie sie im Diffusor ohne Stutzen ab einem Öffnungswinkel von 15° zu beobachten waren, indem bis zu höheren Öffnungswinkeln die lokalen Ablösungen stabilisiert wurden. Lediglich für die Öffnungswinkel 18° und 20° bei Reynoldszahlen von $Re_{W1}=3 \times 10^5$ und 4×10^5 konnten instabile Ablösungen beobachtet werden. Ein weiterer Unterschied im Vergleich zum Diffusor ohne Auslaßstutzen zeigt sich im etwas späteren Einsetzen der Ablösung, die im 10° -Diffusor erst ab einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=4 \times 10^5$ beobachtet werden konnte, wohingegen der Diffusor ohne Auslaßstutzen schon bei $Re_{W1}=3 \times 10^5$ deutlich sichtbar abgelöst war. Hierdurch kann auf einen stabilisierenden Einfluß der nachgeschalteten Elemente auf die Diffusorströmung geschlossen werden.

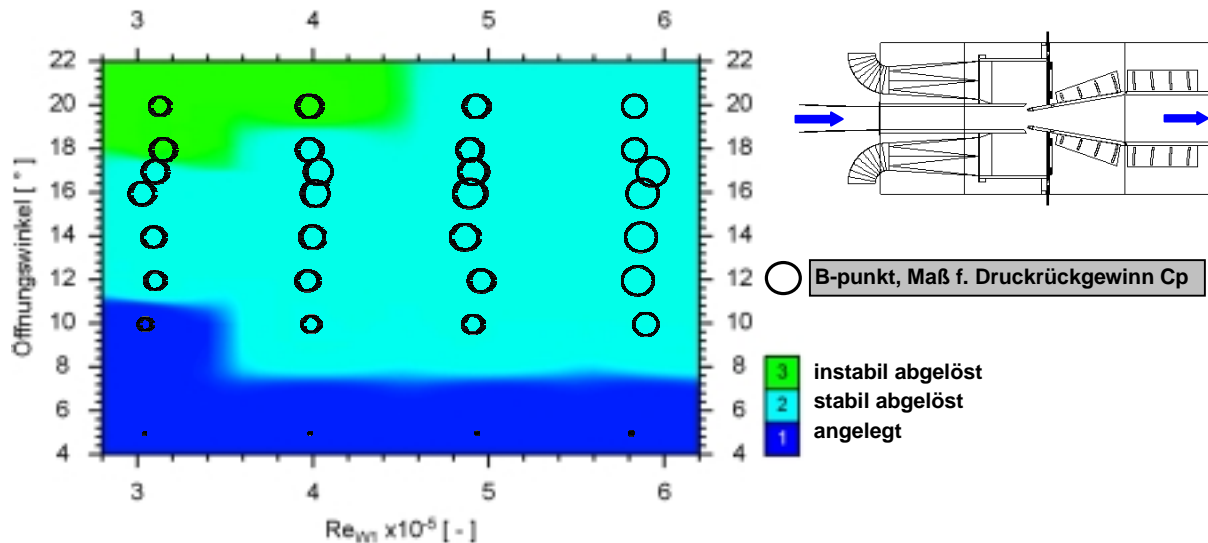


Bild 5.3-23a: Strömungsform / Druckrückgewinn, m. Auslaßstutzen (300mm)

Die Verteilung des Druckrückgewinns über die Strömungsformen zeigt hier im Bereich der stabil abgelösten Strömung nur geringe Änderungen über den Parameterbereich und auch bei einem Übergang zur instabil abgelösten Strömung ist nur eine geringfügige Änderung festzustellen. Im Gegensatz dazu nimmt die Schwankungsgröße auch bei konstanter Strömungsform mit steigendem Öffnungswinkel und Reynoldszahl deutlich zu.

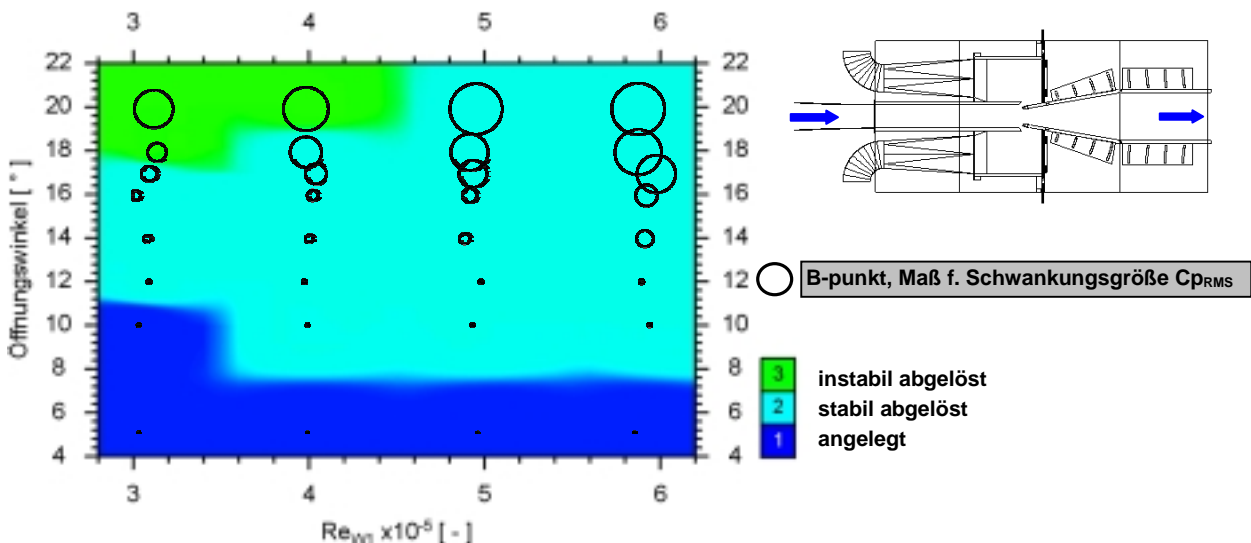


Bild 5.3-23b: Strömungsform / Schwankungsgröße, m. Auslaßstutzen (300mm)

Wird der Auslaßstutzen auf 100mm Länge (**Bild 5.3-24a**) verkürzt, ergeben sich gegenüber dem Diffusor mit langen Stutzen von 300mm Länge nur geringfügige Änderungen. Der Bereich der instabilen Ablösung erstreckt sich für den 18°-Diffusor über einen etwas größeren Reynoldsbereich und Ablösungen treten für den 10°-Diffusor schon ab einer Reynoldszahl von 3×10^5 auf. Im übrigen Parameterbereich ist die Strömung stabil abgelöst. Ab 18° und einer Reynoldszahl von 6×10^5 erscheinen auf den Diffusorwänden erste Ablösungen, die mit steigendem Öffnungswinkel ausgeprägter werden. Wie schon bei den vorhergehenden Konfigurationen sind oberhalb von 20° Öffnungswinkel alle Wände von Ablösungen betroffen und die einzelnen Ablösephasen nicht mehr voneinander zu unterscheiden.

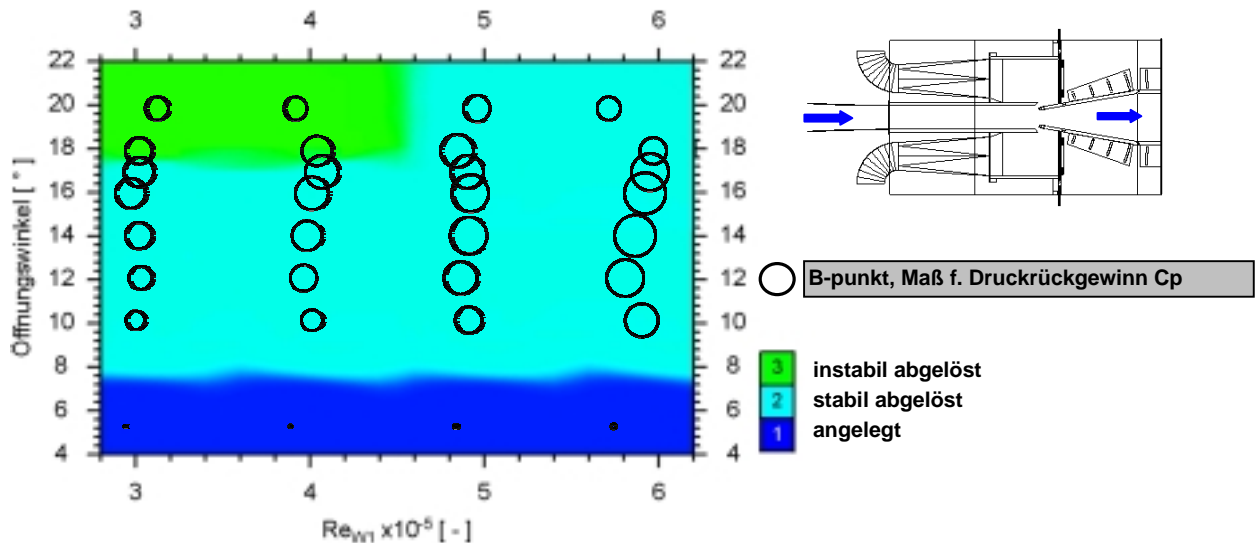


Bild 5.3-24a: Strömungsform / Druckrückgewinn, m. Auslaßstutzen (100mm)

Der Druckrückgewinn zeigt auch hier im Bereich der stabil abgelösten Strömung relativ konstante Werte ähnlich dem Diffusor mit langem Auslaßstutzen. Ähnlich verhält es sich mit der Schwankungsgröße die auch hier bei stabil abgelöster Strömung mit steigendem Öffnungswinkel und Reynoldszahl zunimmt.

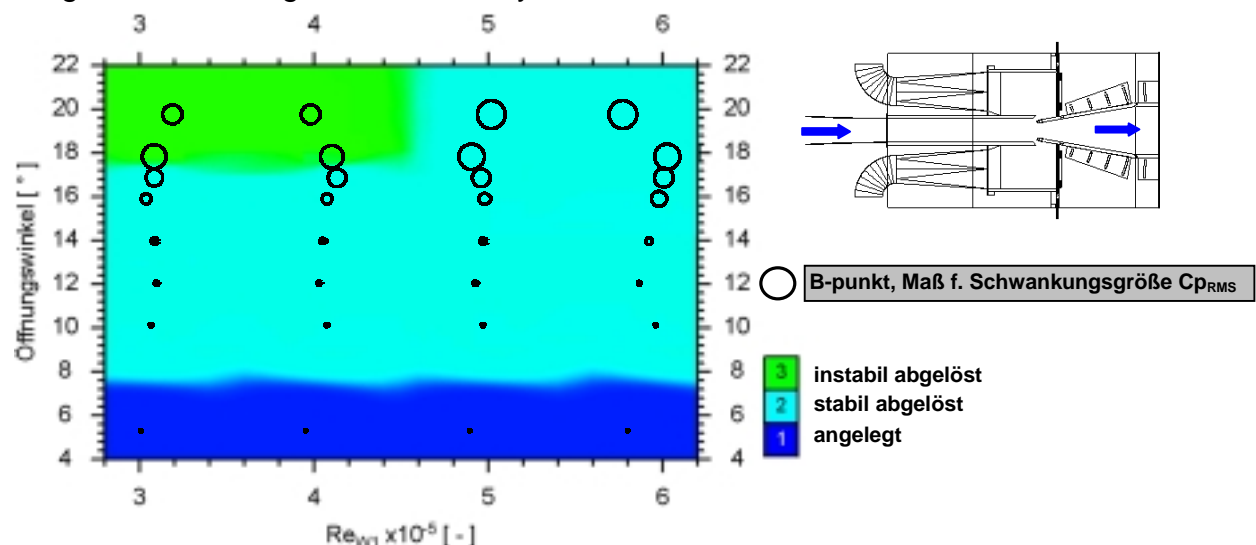


Bild 5.3-24b: Strömungsform / Schwankungsgröße, m. Auslaßstutzen (100mm)

Die Konfigurationen mit Sammelraum und Drossel (mSR, mAS+) weisen im Bereich der abgelösten Strömung keine Instabilitäten auf, so daß auf die Darstellung in einem Stabilitätsdiagramm verzichtet wurde.

Die Ergebnisse für den Diffusor mit einem Längenverhältnis von $L/W_1=8$ (**Bild 5.3-25a**) weisen grundsätzlich ein korrespondierendes Verhalten zum Diffusor mit dem Längenverhältnis $L/W_1=6$. Ab ca. $2\theta = 14^\circ$ ist in Abhängigkeit von der Reynoldszahl eine instabile Ablösung zu beobachten, die bei einer weiteren Öffnungswinkelvergrößerung in eine wechselnd instabile Ablösung übergeht. Wie es schon für den kürzeren Diffusor festgestellt wurde, verlagert sich auch hier die Strömung bei zunehmendem Öffnungswinkel von den Seitenwänden auf die Diffusorwände, so daß im Bereich der wechselnd instabilen Ablösung die Ablösegebiete

sowohl auf den Seitenwänden, als auch auf den Diffusorwänden auftreten. Diese Strömungsverlagerung wurde für den Diffusor mit $L/W_1=6$ für Öffnungswinkel oberhalb von $2\theta=20^\circ$ festgestellt und konnte für den Diffusor mit $L/W_1=8$ ab ca. $2\theta=16^\circ$ beobachtet werden, so daß dieses Phänomen bei etwa identischen Flächenverhältnissen auftrat. Die Verteilung des Druckrückgewinns bei diesem Diffusor zeigt ein analoges Verhalten zum Diffusor mit einem Längenverhältnis von sechs. Die höchsten Werte treten beim Übergang von stabil abgelöster zur instabil abgelöster Strömung und bei hohen Reynoldszahlen und mittleren Öffnungswinkeln auf.

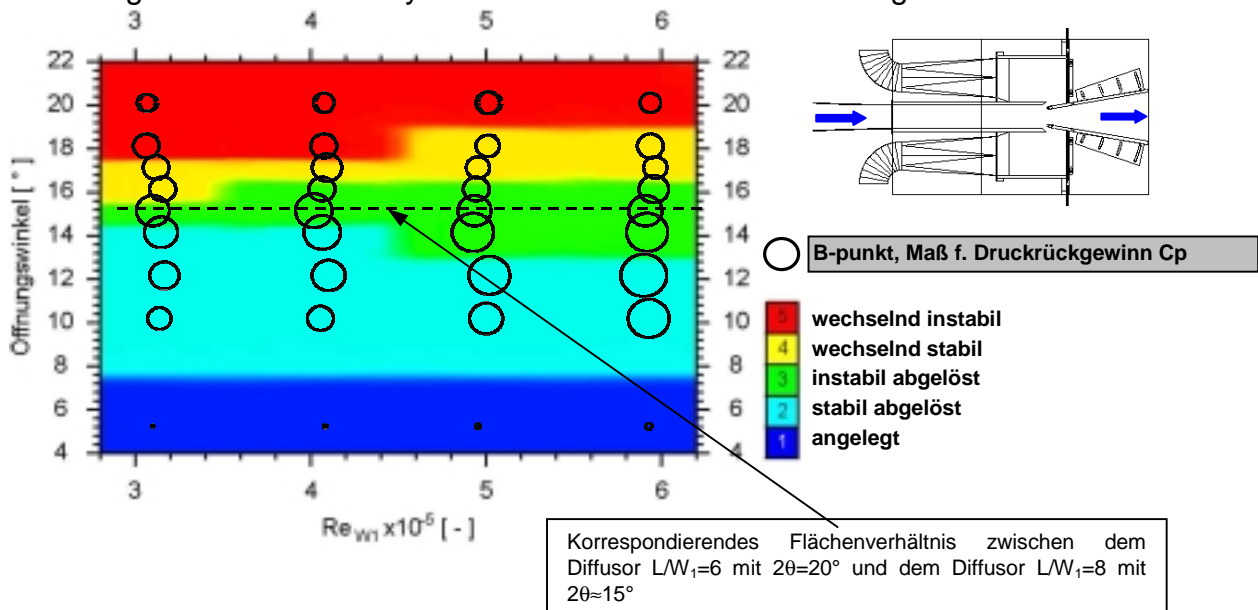


Bild 5.3-25a: Strömungsform / Druckrückgewinn, ohne Auslaßstutzen, $L/W_1=8$

Die Schwankungsgröße zeigt hier die geringsten Werte im Bereich der stabil abgelösten Strömung mit einem deutlichen Anstieg hin zur instabil abgelösten und zur wechselnd stabil abgelösten Strömung.

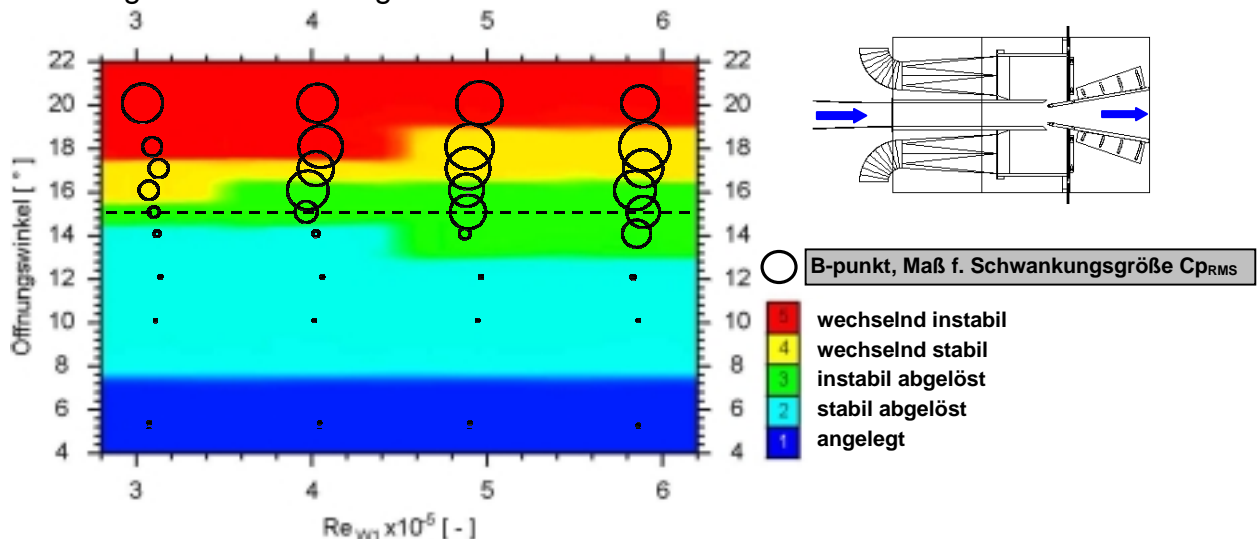


Bild 5.3-25b: Strömungsform / Schwankungsgröße, ohne Auslaßstutzen, $L/W_1=8$

5.4 Ergebnisse der stationären Messungen

Im folgenden wird das Diffusorverhalten und die Auswirkungen der Instabilitäten anhand der Ergebnisse der stationären Druckmessungen erläutert. Als charakteristischer Parameter wird dazu der Druckrückgewinn C_p , als Maß für die im Diffusor in Druckenergie umgewandelte kinetische Energie, verwendet. Der mittlere, maximale Druckrückgewinn $C_{p_{\max}}$ am Diffusoraustritt berechnet sich dabei aus dem Mittel der einzelnen $C_{p_{\max}}$ -Werte der vier Diffusorwände in der Diffusoraustrittsebene. Die zur Berechnung verwendeten Werte wurden über einen Zeitraum von 5 Minuten, bei einer Abtastrate von 6÷10Hz, gemittelt.

Einleitend erfolgt ein kurzer Vergleich des Druckrückgewinns der aktuellen Messungen mit Ergebnissen aus der Literatur. Dies erscheint auch deshalb sinnvoll, da der für die hier vorgestellten Messungen verwendete Diffusor, aufgrund seiner angestrebten Ähnlichkeit zu Schaufelkanälen von der üblichen Konstruktionsweise abweicht. Der Vergleich soll zeigen, daß der Diffusor trotz seiner speziellen Konstruktion grundsätzlich ein äquivalentes Verhalten zu konventionell gestalteten Diffusoren aufweist. Der Vergleich ist dabei ein rein qualitativer, da ein quantitativer Vergleich der Größen identische Randbedingungen erforderte. Insbesondere, da nur sehr wenige Daten bei höheren Geschwindigkeiten bzw. Machzahlen verfügbar sind, ist zwar ein Vergleich bei ähnlichen Diffusor-Reynoldszahlen möglich, die Machzahlähnlichkeit kann aber nicht eingehalten werden.

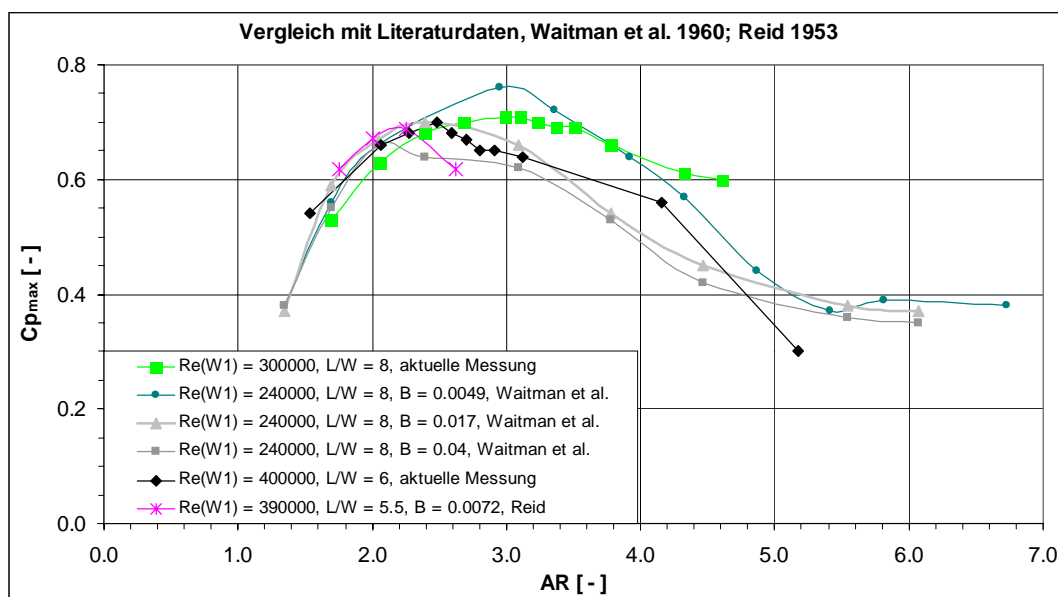


Bild 5.4-1 Vergleich der Messungen mit Literaturdaten; Quellen: *Waitman et al. 1960, Reid 1953*

Zum Vergleich werden Messungen von *Waitman et al. 1960* an einem Diffusor mit einem Längenverhältnis von $L/W_1=8$ und von *Reid 1953* mit $L/W_1=5,5$ (**Bild 5.4-1**) herangezogen, die bei ähnlichen Reynoldszahlen und Längenverhältnissen durchgeführt wurden. Anhand der Messungen von *Waitman et al.* kann nochmals der im Stand der Forschung beschriebene Einfluß der Eintrittsblockade B ($B=f(\delta_1)$) auf die Diffusorgüte nachvollzogen werden. Die Ergebnisse von *Waitman* zeigen eine deutliche Abnahme des maximalen Druckrückgewinns mit steigender Eintrittsblockade, sowie

eine Verschiebung der Maxima des Druckrückgewinns zu kleineren Öffnungswinkeln hin.

Der Vergleich mit den eigenen Messungen bei ähnlicher Diffusor-Reynoldszahl und gleichem Längenverhältnis zeigt, daß die aktuellen Ergebnisse im Bezug auf den Druckrückgewinn im Bereich der Meßergebnisse von *Waitman* liegen. Insgesamt zeigen die aktuellen Messungen ein breiteres Maximum als die Vergleichsmessungen, bei kleineren Flächenverhältnissen liegt die Performance aber etwas unter der der Vergleichsmessungen. Oberhalb eines Flächenverhältnisses von $AR=3,7$ fällt der Druckrückgewinn dann weniger stark ab und liegt über dem der Messungen von *Waitman*. Hier kommt vermutlich eine unterschiedliche Ausbildung der Ablösung zum tragen, die, wie im folgenden noch gezeigt wird, einen entscheidenden Einfluß auf den Druckrückgewinn hat.

Die Messungen von *Reid*, 1953 für einen Diffusor mit einem Längenverhältnis von 5,5 zeigen nur bis zum Maximum des Druckrückgewinns bei einem Flächenverhältnis von $AR=2,2$ einen ähnlichen Verlauf, wie die aktuellen Messungen. Oberhalb des Maximums fällt der Druckrückgewinn steil ab und liegt deutlich unter dem der aktuellen Messung. In beiden Kurven ist aber der steile Abfall im Druckrückgewinn nach dem überschreiten des Maximums zu erkennen.

Die nachfolgenden Betrachtungen zum Druckrückgewinn sollen das Strömungsverhalten im Diffusor anhand stationärer Größen beschreiben. Die Ergebnisse sind immer in engem Zusammenhang mit den in den Visualisierungen festgestellten Formen der Ablösung bzw. Instabilitäten zu betrachten, da von diesen ein entscheidender Einfluß auf den Druckrückgewinn ausgeht.

5.4.1 Einfluß der Ablöseform auf den Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$

Anhand der Darstellung in **Bild 5.4-2** soll der Einfluß einer zunehmenden Ablösung im Diffusor auf den erreichbaren Druckrückgewinn verdeutlicht werden. Als Vergleichsgröße zu den Meßergebnissen ist der in einem idealen Diffusor erreichbare Druckrückgewinn eingetragen. Erwartungsgemäß weicht der tatsächliche Druckaufbau bei steigendem Öffnungswinkel infolge der zunehmenden Ablösung immer weiter vom idealen Verlauf ab. Während für den 5° -Diffusor der Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$ am Diffusoraustritt nur leicht vom idealen Druckrückgewinn abweicht (Wkgrd. $\eta=0,91$), steigt die Abweichung bis $2\theta=10^\circ$ deutlich an (Wkgrd. $\eta=0,85$). Der Verlauf des gemessenen Druckrückgewinns läßt in diesem Fall aber noch keinen Rückschluß auf eine ausgeprägte Ablösung im Diffusor zu. Dies ändert sich mit einer Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=20^\circ$. Der tatsächliche Druckrückgewinn weicht deutlich vom idealen Wert (Wkgrd. $\eta=0,70$) ab und der Verlauf über die Diffusorlänge läßt auf eine ausgedehnte Ablösung schließen. Erkennbar ist dies anhand des einbrechenden Druckaufbaus ab $x/L=0,4$ und dem nachfolgend geringen Druckrückgewinn bis zum Diffusoraustritt.

Der Druckrückgewinnverlauf des 20° -Diffusors kann als charakteristisch für eine Diffusorströmung mit massiver Ablösung, das heißt, ausgeprägter Rückströmung angesehen werden. Die Ursache für den Verlauf des Druckaufbaus liegt in der in den Visualisierungen in Kapitel 5.3.2.1 beschriebenen Ausbildung der Ablösung. Die Visualisierung zeigte dort eine Ablösung mit ausgeprägter Rückströmung, die zu einer

deutlichen Einschnürung der Hauptströmung und damit zu einer entsprechenden Verminderung des Druckaufbaus führte. Im 10°-Diffusor konnte dahingegen nur ein kleineres Ablösegebiet ohne erkennbare Rückströmung beobachtet werden, welches nur zu einer geringfügigen Verengung des Hauptströmungsquerschnitts führt. Der Druckaufbau für den 5°-Diffusor verläuft für den gemessenen und den idealen Fall ähnlich und die hier erkennbare Abweichung vom idealen Wert ist ausschließlich auf Wandreibungsverluste zurückzuführen.

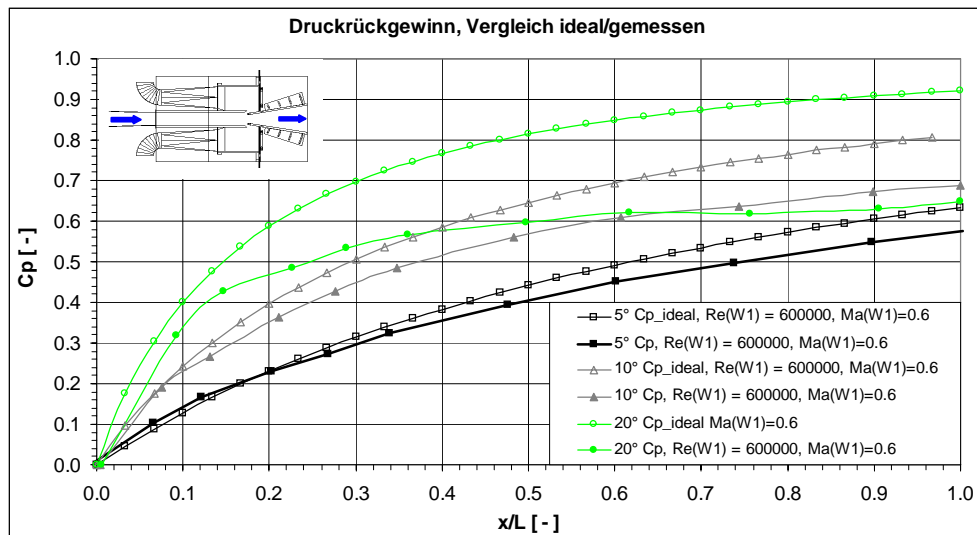


Bild 5.4-2 Druckrückgewinn für verschiedene Winkel, ideal und gemessen

Die unterschiedlichen Auswirkungen der verschiedenen Ablöseformen (s. Kapitel 5.3.2.1) auf den Druckrückgewinn werden im folgenden erläutert. Dazu zeigt **Bild 5.4-3** den Verlauf des Druckrückgewinns für den 17°-Diffusor während der beiden Phasen einer instabilen Ablösung. Dargestellt ist die Phase einer Ablösung mit ausgeprägter Rückströmung (1), sowie die Phase nach dem Ausschwemmen des Rückströmgebiets mit der nachfolgenden Bildung zweier kleinerer, lokaler Ablösegebiete (2). Als Vergleichsgröße ist wiederum der ideale Druckrückgewinn eingezeichnet.

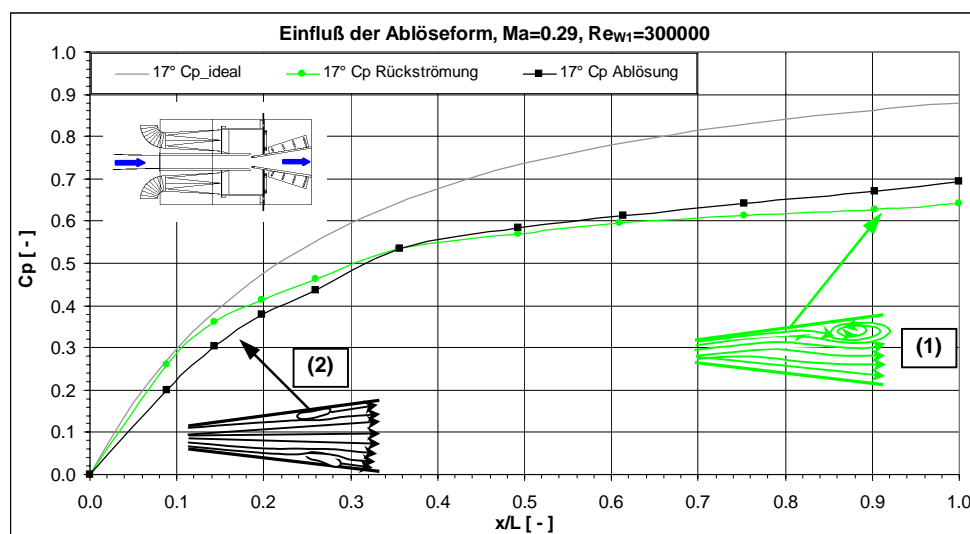


Bild 5.4-3 Einfluß der Ablöseform auf den Druckrückgewinn, Diffusor 17°

Grundsätzlich weisen beide Kurven deutliche Abweichungen zum idealen Verlauf mit einem geringeren maximalen Druckrückgewinn am Diffusoraustritt auf, der auf die ausgeprägte Ablösung im Diffusor zurückzuführen ist. Für die Rückströmphase (1) ist der steile Anstieg im vorderen Bereich des Diffusors bis $x/L \approx 0,35$ erkennbar, mit dem deutlich flacheren Verlauf bis zum Diffusoraustritt. Nach dem Ausschwemmen der Rückströmung haben sich zwei kleinere Ablösegebiete (2) gebildet und der Anstieg im Druckrückgewinn im vorderen Bereich des Diffusors verläuft im Vergleich zur Phase (1) jetzt etwas flacher. Bei einer Diffusorlänge von $x/L \approx 0,35$ wird in beiden Phasen der gleiche Druckaufbau erreicht, wobei in der Phase (2) nachfolgend ein deutlich höherer Druckaufbau als in Phase (1) stattfindet. Mit einer Effektivität von $\eta(1) \approx 0,74$ und einem Druckrückgewinn von $C_{p_{\max}} \approx 0,64$ liegt der Wirkungsgrad des Diffusors für die Strömung mit ausgebildeter Rückströmung (1) deutlich unter dem für eine Strömung mit Ablösegebieten (2) mit einer Effektivität von $\eta(2) \approx 0,79$ und einem maximalen Druckrückgewinn von $C_{p_{\max}} \approx 0,69$.

Die Ablöseform der wechselnd stabilen Rückströmung zeichnet sich durch ein vollständig abweichendes Verhalten gegenüber der instabilen Ablösung aus. Wie anhand der Visualisierung erkennbar war (Kapitel 5.3.2.1, **Bild 5.3-9**), stellte sich nach einem Wechsel der Ablösung von einer Seitenwand auf die gegenüberliegende optisch ein spiegelbildlicher Zustand ein. Dies wird durch den entsprechenden Verlauf des Druckrückgewinns während der beiden Phasen bestätigt. Wie **Bild 5.4-4** verdeutlicht, unterscheidet sich der Verlauf des Druckaufbaus im Diffusor vor und nach einem Wechsel der stabilen Rückströmung von der oberen auf die untere Seitenwand nur marginal. Lediglich im vorderen Bereich des Diffusors bis $x/L \approx 0,35$ zeigen sich Unterschiede, die auf eine etwas unterschiedliche Ausprägung der Rückströmung zurückzuführen sind, während sie im weiteren Verlauf stromab annähernd identische Werte annehmen. Für beide Phasen wird ein maximaler Druckrückgewinn von $C_{p_{\max}} \approx 0,64$, entsprechend einer Effektivität von $\eta \approx 0,73$, erreicht.

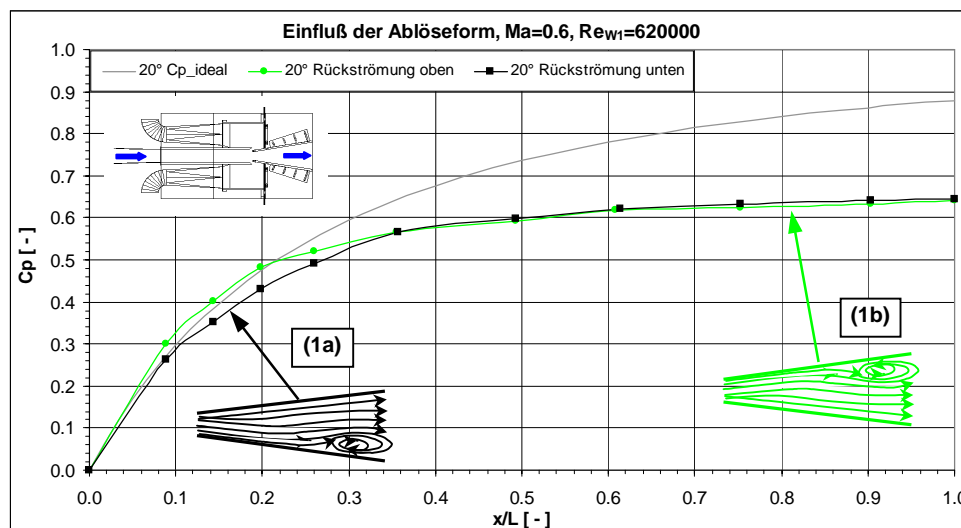


Bild 5.4-4 Einfluß der Ablöseform auf den Druckrückgewinn, Diffusor 20°

Eine zusammenfassende Darstellung des maximalen Druckrückgewinns für den Diffusor ohne Auslaßstutzen über den untersuchten Öffnungswinkel und Reynoldszahlbereich unter Berücksichtigung der jeweiligen Ablöseform wird im folgenden gegeben (**Bild 5.4-5**).

Betrachtet man den Verlauf des maximalen Druckrückgewinns $C_{p_{\max}}$ für verschiedene Reynolds- bzw. Machzahlen über den Öffnungswinkel, so erkennt man für Öffnungswinkel bis 12° für alle Reynoldszahlen einen kontinuierlich steigenden Druckrückgewinn. Gleichzeitig besteht eine Abhängigkeit des Druckrückgewinns von der Reynoldszahl, die zu einem steigenden Druckrückgewinn bei steigender Reynoldszahl führt. Wie in Kapitel 5.3.2.1 anhand der Visualisierungen gezeigt wurde, ist dieser Bereich ab $2\theta=10^\circ$ durch erste, deutlich sichtbare Ablösungen gekennzeichnet, ohne das sich größere Ablösegebiete mit ausgeprägter Rückströmung gebildet hätten.

Zwischen 12° und 14° erreicht der Druckrückgewinn in Abhängigkeit von der Reynoldszahl sein Maximum. Während bei einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ das Maximum bei ca. $2\theta=12^\circ$ liegt, steigt der Druckrückgewinn im übrigen Reynoldszahlbereich bis $2\theta=14^\circ$ weiter an. Der sinkende Druckrückgewinn für die Reynoldszahl $Re_{W1}=6 \times 10^5$ zwischen 12° und 14° ist auf eine Änderung der Ablösecharakteristik zurückzuführen, die sich bei 14° von einer Ablösung mit lokalen Ablösegebieten zu einer Ablösung mit permanenter Rückströmung stabilisiert hat. Bei den niedrigeren Reynoldszahlen erfolgt diese Änderung in der Strömungscharakteristik erst bei einer Vergrößerung des Öffnungswinkels von 14° auf 15° . Der Bereich zwischen $20^\circ < 2\theta < 15^\circ$ ist dabei durch instabile Strömungszustände, sowie durch eine zunehmende Ausdehnung der Ablösegebiete gekennzeichnet. Die zunehmenden Schwankungen und die Wechsel der Ablösecharakteristik haben einen starken Einfluß auf die Hauptströmung mit den entsprechenden Auswirkungen auf den maximalen Druckrückgewinn. Infolge des instabilen Verhaltens sind eindeutige Tendenzen im Druckrückgewinn sowie in der Abhängigkeit von der Reynoldszahl in diesem Öffnungswinkelbereich nicht eindeutig erkennbar. Die im Öffnungswinkelbereich der instabilen Strömung auftretenden Phänomene und ihr Einfluß auf den Druckrückgewinn wurden anhand des 17° -Diffusors in **Bild 5.4-3** und des 20° Diffusors in **Bild 5.4-4** im Detail erläutert.

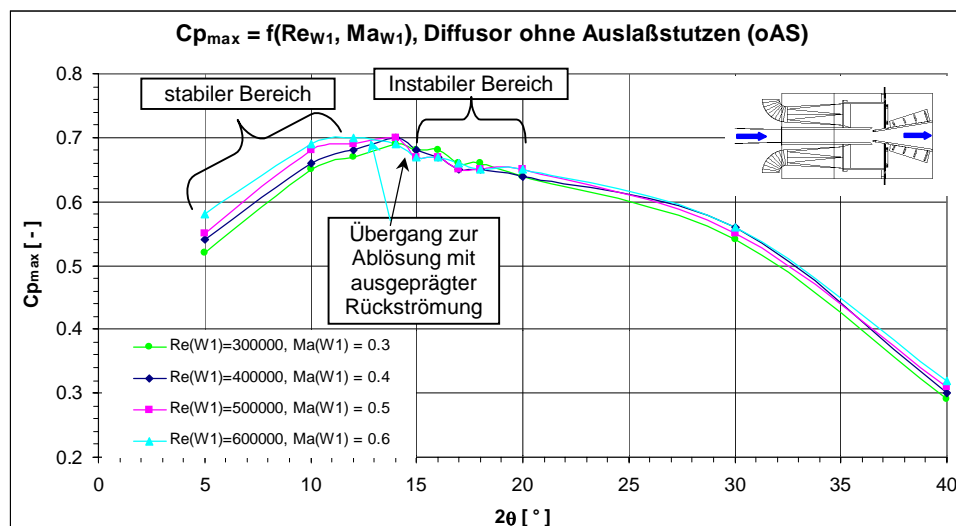


Bild 5.4-5 $C_{p_{\max}}$ in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel 2θ , Parameter Re_{W1} , Ma_{W1}

Die Strömung für die höheren Reynoldszahlen in diesem Öffnungswinkelbereich ist durch die Entstehung einer stabilen Rückströmung gekennzeichnet, womit der relativ stärkere Abfall im Druckaufbau gegenüber der Strömung mit instabiler Ablösung erklärbar wird.

Oberhalb von 20° fällt der Druckrückgewinn stark ab und erreicht für den 30° -Diffusor nur noch Werte von $C_{p_{\max}} \approx 0,55$, was vergleichbar mit dem Druckrückgewinn eines 5° -Diffusors ist. In diesem Bereich sind alle Wände von einer Ablösung mit kurzzeitiger Rückströmung erfaßt und ein eindeutiger Verlauf der Hauptströmung ist nicht erkennbar. Für den 40° -Diffusor zeigt sich ein vollständiger Zusammenbruch des Druckaufbaus, mit $C_{p_{\max}}$ -Werten zwischen $0,25 \div 0,33$. Hier hat sich die Ablösung über einer Diffusorwand weitestgehend stabilisiert und erstreckt sich von dort aus hufeisenförmig über die beiden Seitenwände. Daraus resultiert eine massive Einschnürung des freien Strömungsquerschnitts, was zu dem signifikanten Rückgang im Druckaufbau führt. Die Strömung auf der gegenüberliegenden Diffusorwand bildet die Hauptströmung und ist frei von Ablösungen.

Die in den hier vorgestellten Messungen festgestellte Abhängigkeit des Druckrückgewinns von der Reynolds- bzw. Machzahl korrespondiert mit Ergebnissen der Messungen von *Runstadler, Jr. & P.W.; Dolan, F.X.; September 1973* zur Abhängigkeit des Druckrückgewinns von der Machzahl in ebenen Diffusoren. Sie stellten im Bereich einer überwiegend anliegenden Strömung, d.h., bis zu einem Öffnungswinkel von ca. 10° , ebenfalls einen steigenden Druckrückgewinn bei steigender Machzahl fest. Für Öffnungswinkel mit beginnender, deutlicher Ablösung, stellten sie einen konstanten oder sogar sinkenden Druckrückgewinn bei einer Erhöhung der Machzahl fest, wobei detaillierte Untersuchungen zu diesem Aspekt nicht durchgeführt wurden.

5.4.2 Einfluß der Austrittsrandbedingung auf den Druckrückgewinn $C_{p_{\max}}$

Im folgenden soll der Einfluß der Austrittsrandbedingung auf den Druckrückgewinn als charakteristischer Diffusorkenngröße erläutert werden. Die entsprechenden Konfigurationen und Parameterbereiche wurden in Kapitel 5.1 vorgestellt.

5.4.2.1 Diffusor ohne und mit Auslaßstutzen

Vergleicht man den maximalen Druckrückgewinn für den Diffusor mit und ohne Auslaßstutzen (**Bild 5.4-6**), so zeigt sich in beiden Konfigurationen prinzipiell dieselbe Reynolds-/Machzahlabhängigkeit. Wesentliche Unterschiede ergeben sich allerdings im Ablöseverhalten des Diffusors, wie es in Kapitel 5.3.2. erläutert wurde und daraus resultierend ein deutlich voneinander abweichender Verlauf des Druckrückgewinns über den Öffnungswinkelbereich. Bei anliegender Strömung bzw. Strömung mit beginnender, deutlicher Ablösung bis 12° bzw. 14° Öffnungswinkel treten nur geringe Unterschiede im Druckrückgewinn zwischen den beiden Konfigurationen auf. Dies ändert sich mit dem entstehen ausgeprägter Rückströmphasen in der Konfiguration ohne Auslaßstutzen. Ab diesem Punkt treten deutliche Unterschiede zu Tage, die in der weiteren unterschiedlichen Ausbildung der Ablösung in den beiden Konfigurationen begründet liegt. Während die Maxima für den Diffusor ohne Auslaßstutzen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei ca. 12° ($Re_{W1} \approx 6 \times 10^5$) bzw. 14° ($Re_{W1} \approx 3 \times 10^5$) liegen und sich der Bereich hohen Druckrückgewinns nur über einen schmalen Winkelbereich erstreckt, steigt der Druckrückgewinn für den Diffusor mit Auslaßstutzen bei einer Öffnungswinkelvergrößerung weiter an. Die Maxima für diese Konfiguration

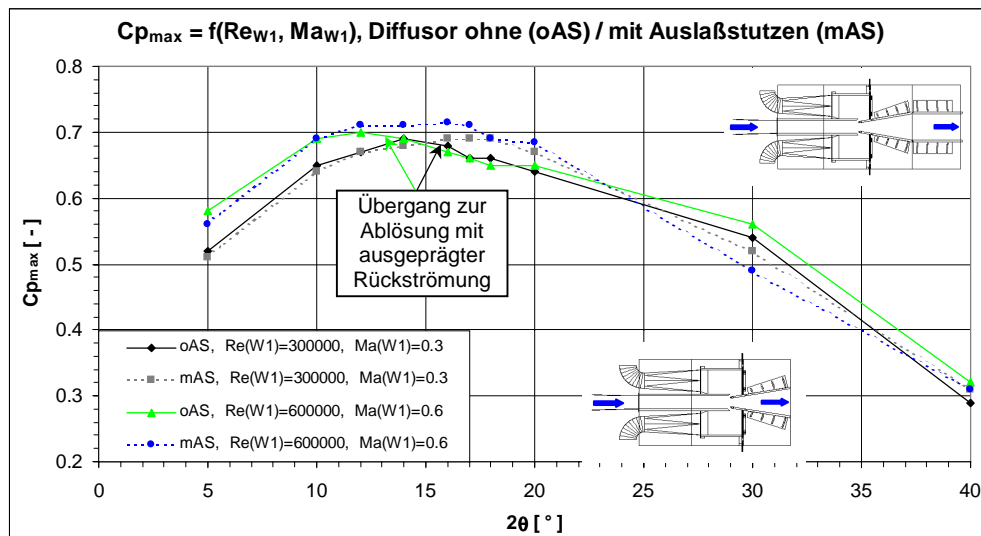


Bild 5.4-6 $C_{p_{max}}$ -Verlauf, Vergleich Diffusor mit und ohne AS, Parameter Re_{W1}/Ma_{W1}

liegen bei ca. $2\theta=16^\circ$ ($Re_{W1} \approx 6 \times 10^5$) bzw. $2\theta=17^\circ$ ($Re_{W1} \approx 3 \times 10^5$) und der Bereich hohen Druckrückgewinns erstreckt sich im Gegensatz zum Diffusor ohne Auslaßstutzen über einen größeren Winkelbereich. Auffällig ist hier insbesondere das breite Maximum für den Diffusor mit Auslaßstutzen bei hoher Reynoldszahl, das sich von ca. $2\theta=12^\circ$ bis $2\theta=18^\circ$ erstreckt.

Während im Diffusor ohne Auslaßstutzen oberhalb von $2\theta=12^\circ$ bzw. $2\theta=14^\circ$ Ablösungen mit ausgeprägten Rückströmphasen auftreten, entstehen im Diffusor mit Auslaßstutzen immer zwei sich gegenüberliegende lokale Ablösegebiete, die ihre Charakteristik nicht ändern. Dabei sind zwar sehr kurze Phasen von Rückströmung über einer Seitenwand zu beobachten, gleichzeitig scheint aber das gegenüberliegende Ablösegebiet eine Stabilisierung dieser Phasen zu verhindern. Aufgrund der geringeren räumlichen Ausdehnung der beiden gleichzeitig vorhandenen Ablösegebiete gegenüber einem einzelnen Ablösegebiet mit Rückströmung, wird die Hauptströmung deutlich weniger eingeschnürt und der Druckrückgewinn im Diffusor ist höher. Die Ablöseform entspricht der Phase (2), der in **Bild 5.4-3** beschriebenen instabilen Ablösung identisch, die im Vergleich zur Phase (1) mit Rückströmung einen deutlich höheren Druckrückgewinn ermöglicht.

Ein direkter Vergleich des Druckaufbaus über den beiden Seitenwänden im 16° -Diffusor mit und ohne Auslaßstutzen in **Bild 5.4-7** verdeutlicht nochmals das oben beschriebene Strömungsverhalten. Wie in den Visualisierung erkennbar war, zeigte sich beim Diffusor ohne Auslaßstutzen auf einer Seitenwand ein deutlich ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet, während die Strömung über der unteren Seitenwand frei von Ablösungen war. Dies läßt sich gut anhand des Druckaufbaus über der oberen Seitenwand im steilen Anstieg bis ca. 35% Diffusorlänge erkennen, der im weiteren Verlauf bis zum Austritt deutlich abflacht. Auf der unteren Seitenwand ohne Ablösung zeigt sich dahingegen bis 35% Diffusorlänge ein deutlich flacherer Verlauf, was für eine Strömung mit einseitiger Ablösung und ausgeprägter Rückströmung charakteristisch war. Im Gegensatz dazu weisen die Druckverläufe für den Diffusor mit Auslaßstutzen deutlich geringere Unterschiede auf. Der Druckaufbau auf der oberen Seitenwand ist zwar auch hier im vorderen Teil des Diffusors bis $x/L=0,35$ geringfügig höher als auf der unteren Seitenwand, der Unterschied ist aber deutlich geringer als für den Diffusor ohne

Auslaßstutzen. Aufgrund der insgesamt geringeren Ausdehnung der lokalen Ablösegebiete ist der Druckaufbau in der zweiten Hälfte des Diffusors hier deutlich größer, als im Diffusor ohne Auslaßstutzen. Die Meßergebnisse bestätigen damit die Beobachtungen aus der Visualisierung, die für den Diffusor mit Stutzen eine gleichmäßigere Verteilung der Ablösungen über die Seitenwände und eine geringere Einschnürung der Hauptströmung gegenüber dem Diffusor ohne Stutzen andeuteten.

Im Öffnungswinkelbereich zwischen $10^\circ < 2\theta < 14^\circ$, ist für beide Konfigurationen eine ähnliche Ablösecharakteristik mit lokalen Ablösegebieten ohne ausgebildete Rückströmung zu beobachten. Daraus erklären sich die geringen Unterschiede im Druckaufbau in diesem Bereich zwischen den beiden Konfigurationen, wie sie in **Bild 5.4-6** dargestellt sind.

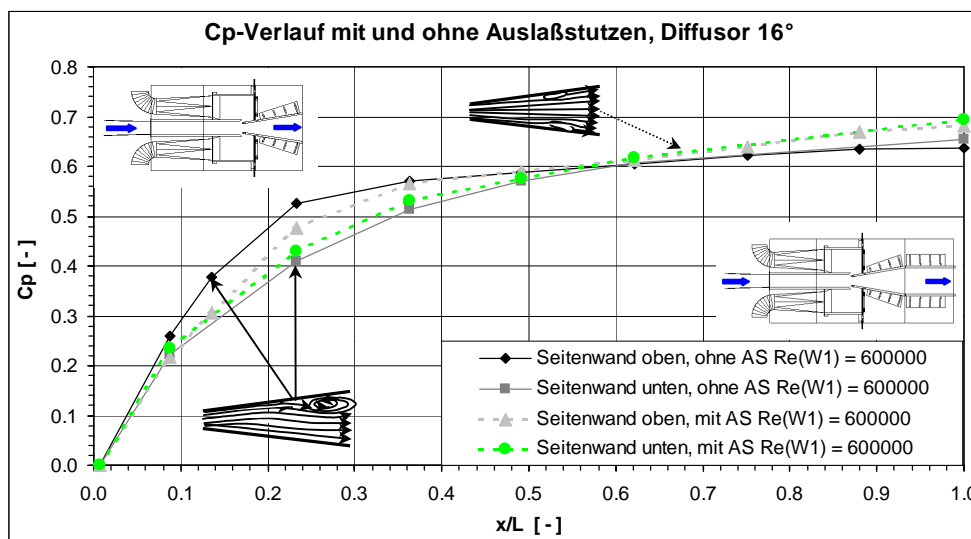


Bild 5.4-7 Vergleich Cp-Verlauf, Diffusor mit und ohne AS, $2\theta = 16^\circ$

5.4.2.2 Einfluß unterschiedlicher Austrittsrandbedingungen auf den Druckrückgewinn

Im folgenden wird ein vergleichender Überblick über den Verlauf des Druckrückgewinns für die wichtigsten untersuchten Konfigurationen (siehe Kapitel 5.1) gegeben. Bei diesem Vergleich wird auf die oben an Einzelbeispielen beschriebenen Strömungsphänomene verwiesen, da sich deren Einfluß auf die Strömung in den einzelnen Druckverläufen niederschlägt. Als strömungsmechanischer Vergleichsparameter wurde die Reynoldszahl Re_{W1} gewählt, so daß für die Konfigurationen mit Drossel (mSR, mAS+) gegenüber denen ohne Drossel (oAS, mAS, mASk) bei gleicher Größenordnung der Reynoldszahl eine deutlich niedrigere Machzahl am Diffusoreintritt herrscht.

Wie **Bild 5.4-8** zeigt, weisen alle Konfigurationen bei einer anliegenden Strömung ($2\theta=5^\circ$) einen vergleichbaren Druckrückgewinn auf, wobei die Konfigurationen ohne Drossel tendenziell etwas höher liegen. Größere Unterschiede sind erst ab einem Öffnungswinkel mit beginnender Ablösung festzustellen. In den Konfigurationen mit Drossel (mSR und mAS+) liegen die Maxima im Druckrückgewinn bei ca. 8° (mAS+) bzw. ca. 10° (mSR). In beiden Konfigurationen sind, wie anhand der Visualisierung

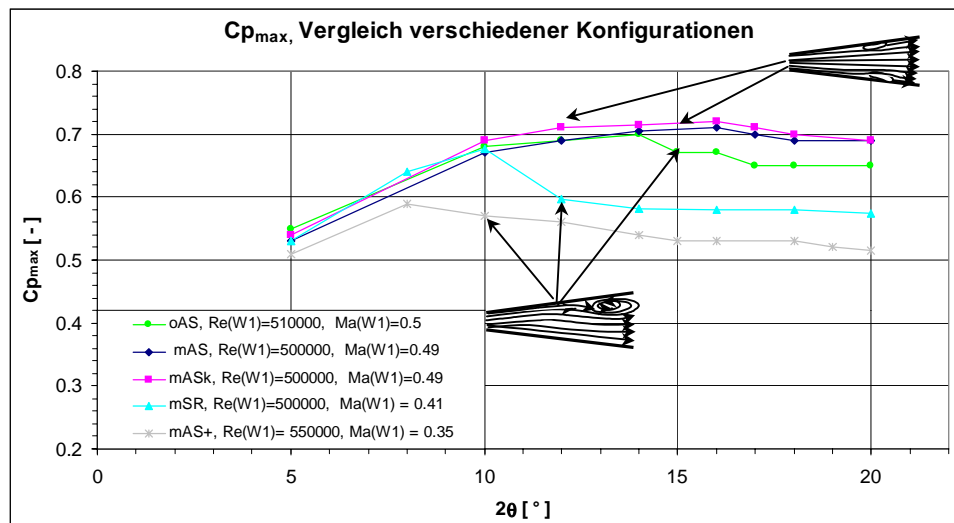


Bild 5.4-8 Vergleich $C_{p_{\max}}$ -Verlauf für unterschiedliche Konfigurationen

erkennbar war, bei $2\theta=10^\circ$ schon deutliche Ablösungen erkennbar, die aber unterschiedliche Charakteristika aufweisen. Während in der Konfiguration mit direkt an den Diffusor angeschlossenem Sammelraum und Drossel (mSR) eine Ablösung mit beginnender Rückströmung auf einer Seitenwand erkennbar war (**Bild 5.3-18**), waren in der Konfiguration mit Auslaßstutzen, Sammelraum, Rohr und Drossel (mAS+) lokale Ablösungen auf beiden Seitenwänden vorhanden (**Bild 5.3-3**). Die Unterschiede in der jeweiligen Ausdehnung der Ablösung erklärt den deutlich voneinander abweichenden Druckrückgewinn. Während die Ablösung in der Konfiguration mSR nur eine vergleichsweise geringe Ausdehnung im Bereich des Diffusoraustritts hat und damit nur zu einer geringen Einschnürung der Hauptströmung führt, sind in der Konfiguration mAS+ größere Bereiche der auf beiden Seitenwänden von Ablösung betroffen und verursachen eine entsprechende Verengung des freien Strömungsquerschnitts, sowie höhere Verluste. In beiden Konfigurationen ist bei steigendem Öffnungswinkel eine Ausdehnung der Ablösegebiete festzustellen, die eine weitere Verminderung des Druckaufbaus nach sich zieht. Bemerkenswert ist hier aber der geringe Einfluß einer Winkelvergrößerung für die Konfiguration mSR, bei der oberhalb von $2\theta=14^\circ$ kaum ein Abfall im Druckrückgewinn zu verzeichnen ist. Die Visualisierungen zeigten hier eine frühzeitige Stabilisierung der Rückströmung über einer Seitenwand, mit nur einer geringen Zunahme der Ausdehnung bei einer Vergrößerung des Öffnungswinkels bei hohen Reynoldszahlen ($Re_{W1}=5 \times 10^5$, 6×10^5).

Deutliche Unterschiede im Druckrückgewinnverlauf ergeben sich bei einem Vergleich der Konfigurationen mit freiem Austritt in die Umgebung (oAS, mAS, mASk), mit denen mit einem gedrosselten Austritt (mSR, mAS+). Hier weisen die Konfigurationen mit freiem Austritt in die Umgebung ab dem Bereich beginnender Ablösung, d.h. ab 10° Öffnungswinkel, einen deutlich höheren Druckrückgewinn im Vergleich zu den Konfigurationen mit gedrosseltem Austritt auf. Dies ist wiederum auf die unterschiedliche Form der Ablösung zurückzuführen. Während die gedrosselten Konfigurationen schon bei kleinen Öffnungswinkeln stabile Ablösungen mit Rückströmung aufwiesen, stabilisierten sich die Rückströmgebiete in den ungedrosselten Konfigurationen erst bei größeren Öffnungswinkeln ab $2\theta=14^\circ$. Die daraus resultierende, geringere Einschnürung der Hauptströmung ermöglicht auch bei den größeren Öffnungswinkeln einen höheren Druckrückgewinn.

Vergleicht man die Konfigurationen mit freiem Austritt in die Umgebung untereinander, so weisen die Konfigurationen mit Auslaßstutzen (mAS & mASk) die vergleichsweise höchste Performance über den gesamten Öffnungswinkelbereich auf. Die Konfiguration ohne Auslaßstutzen zeigt zwar bis $2\theta=14^\circ$ einen vergleichbar hohen Druckrückgewinn, mit beginnender Stabilisierung der Rückströmungen oberhalb von $2\theta=14^\circ$ fällt dieser gegenüber den beiden anderen Konfigurationen aber deutlich ab. Der Druckrückgewinn ist aber trotz der sich stabilisierenden Rückströmung höher als in den gedrosselten Konfigurationen, mit von Beginn an stabiler Ablösung.

Der weite Bereich hohen Druckrückgewinns der Konfigurationen mit Auslaßstutzen erklärt sich aus der späten Stabilisierung der Rückströmung. Wie in den Ergebnissen zu den Visualisierungen in Kapitel 5.3.2 beschrieben, treten hier auch bei größeren Öffnungswinkeln ($14^\circ < 2\theta < 18^\circ$) keine stabilen Rückströmungen auf, sondern die Ablösungen verteilen sich weiterhin auf zwei Wände, die begrenzte, lokale Ablösegebiete bilden.

Der Druckrückgewinnverlauf für die Konfiguration mit kurzem Auslaßstutzen (mASk) weist ein flaches Maximum auf, das sich von ca. $2\theta=12^\circ$ bis 18° erstreckt. Die Ablösungscharakteristik ändert sich in diesem Bereich nicht und erst bei $2\theta=20^\circ$ ist eine Stabilisierung der Rückströmung festzustellen, die zu einem entsprechenden Abfall im Druckrückgewinn führt. Der Diffusor mit langem Auslaßstutzen zeigt eine insgesamt etwas schlechtere Güte, weist aber auch ein relativ breites Maximum auf, daß von ca. $2\theta=14^\circ$ bis $2\theta=16^\circ$ reicht. Auch hier liegt der Grund für den abnehmenden Druckrückgewinn oberhalb von $2\theta=16^\circ$ in der Stabilisierung der Rückströmung auf einer der Seitenwände.

Die vorgenannten Ergebnisse über den Einfluß der Austrittsrandbedingung auf die Ablösung im Diffusor stehen im Widerspruch zu den Untersuchungen von *Fox & Kline 1962*, sowie *Reneau, Johnston & Kline 1967* die dazu Experimente in einem Wasserkanal bzw. an einem luftdurchströmten Diffusor durchführten ($Re_{W1} \approx 4 \div 5 \cdot 10^4$). *Fox & Kline 1962* zogen aus ihren Experimenten am Wasserkanal den Schluß, daß eine Versperrung stromab des Diffusors eine, wenn auch geringe, Verschiebung der Ablösung zu höheren Öffnungswinkeln zur Folge hat, wobei dieser Effekt oberhalb eines Längenverhältnisses von 6 immer geringer wurde. Ein Einfluß auf den Beginn der vollentwickelten Ablösung (Linie b-b **Bild 2-1**) konnte nicht festgestellt werden. *Reneau, Johnston & Kline 1967* stellten fest, daß eine dem Diffusor nachfolgende Versperrung mit entsprechenden hohen Verlusten zu einer Verschiebung des Ablösebeginns im Diffusor zu höheren Winkeln hin führen kann, während der Einfluß von Elementen mit geringen Verlusten zu vernachlässigen ist. Generell halten sie die Austrittsrandbedingung in Bezug auf die Diffusorströmung und Diffusorgüte für einen vernachlässigbaren Parameter. Die oben beschriebenen Ergebnisse zeigen aber, daß das entscheidende Kriterium die Form der Ablösung im Diffusor ist, die wiederum entscheidend von den Elementen stromab des Diffusors beeinflusst wird. Die Ablösung wird durch das Drosselelement zu einer frühzeitigen Stabilisierung gezwungen, so daß eine deutlich geringere Güte erreicht wird. Ein Einfluß der Drosselelemente hinsichtlich einer Verschiebung der Ablösung zu höheren Öffnungswinkeln hin, kann damit hier so nicht bestätigt werden. Zu berücksichtigen ist bei einem Vergleich der Ergebnisse allerdings die Tatsache der teilweise unterschiedlichen Medien und der unterschiedlichen Versuchsaufbauten, so daß eine direkte Übertragbarkeit der Ergebnisse nicht gewährleistet sein muß.

5.4.3 Bestimmung der Grenzschichtprofile am Diffusorein- und -austritt

Anhand der Grenzschichtprofile am Diffusorein- und -austritt für die Konfigurationen ohne Auslaßstutzen (oAS), mit kurzem Auslaßstutzen (mASk) sowie mit Sammelraum (mSR) bei den Reynoldszahlen $Re_{W1}=3 \times 10^5$ und $Re_{W1}=5 \times 10^5$ sollen die Eintritts- und Austrittsbedingungen der Strömung näher erläutert werden. Die Grenzschichtmessungen wurden durchgeführt, um einerseits die Eintrittsrandbedingungen genauer zu bestimmen und andererseits den Einfluß unterschiedlicher Anschlußelemente stromab des Diffusors auf die Grenzschichtentwicklung innerhalb des Diffusors zu bestimmen. Damit sollten Hinweise auf die Ursachen des unterschiedlichen Ablöseverhaltens in den einzelnen Konfigurationen gefunden werden.

Der dargestellte Winkelbereich erstreckt sich von $2\theta=0^\circ$ bis $2\theta=12^\circ$. Diese Beschränkung ergab sich aufgrund der zunehmenden Schwankungen bei höheren Öffnungswinkeln mit Abweichungen von bis zu 20% vom Mittelwert, die keine sinnvollen Messungen zuließen. Weiterhin war auf Grund der Voruntersuchungen bekannt, daß ein Sondenkörper eine stabilisierende Wirkung auf die Ablösung hat und so eine Vermessung der Geschwindigkeitsprofile in den unterschiedlichen Phasen der instationären Ablösung nicht möglich gewesen wäre.

Die Meßpositionen (**Bild 5.4-9**) befanden sich auf den Seitenwänden in der Diffusoreintrittsebene, sowie ca. 30mm stromauf des Diffusoraustrittsquerschnitts.

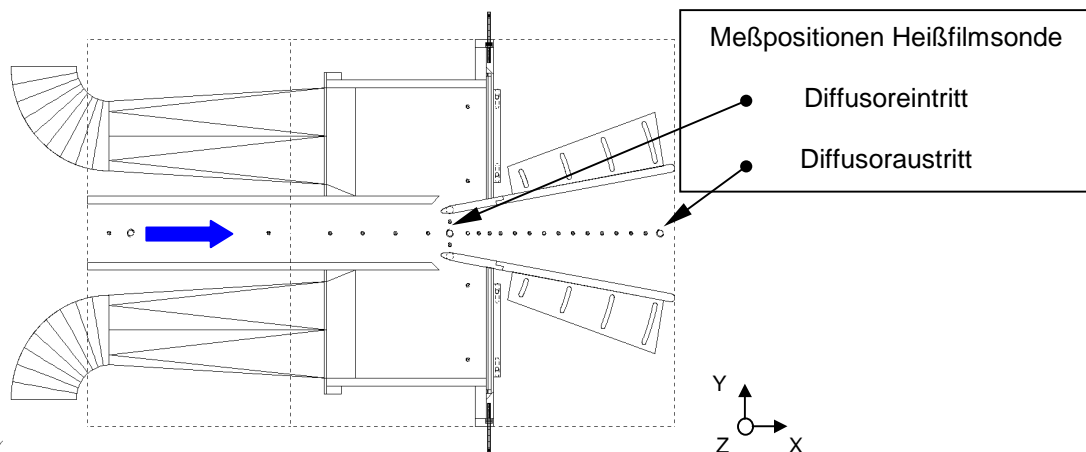


Bild 5.4-9 Meßpositionen der Grenzschichtmessungen

Wie aus der Darstellung in **Bild 5.4-10a** ersichtlich ist, unterscheiden sich die normierten Geschwindigkeitsprofile in den Konfigurationen oAS und mASk am Diffusoreintritt bei einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=5 \times 10^5$ nur geringfügig. Bemerkenswert ist hier aber die frühzeitige Entstehung eines Wendepunktes im Geschwindigkeitsprofil für die Konfiguration mit Sammelraum bei einem Öffnungswinkel von $2\theta=5^\circ$ bei ca. 5%÷10% Profilhöhe, wie er typisch für eine zweidimensionale Grenzschicht mit Druckgradienten ist. Diese Entwicklung ist bei den beiden anderen Konfigurationen ohne Sammelraum für die Eintrittsgrenzschicht auch bei höheren Öffnungswinkeln nicht zu beobachten.

Die Betrachtung der Formparameter sowie der Geschwindigkeitsprofile zeigt, daß es sich in allen Konfigurationen um eine turbulente Eintrittsgrenzschicht handelt, mit Werten des Formparameters H_{12} zwischen $1,4 < H_{12} < 2,0$, wie sie nach Literaturangaben typisch sind für vollentwickelte, turbulente Grenzschichten.

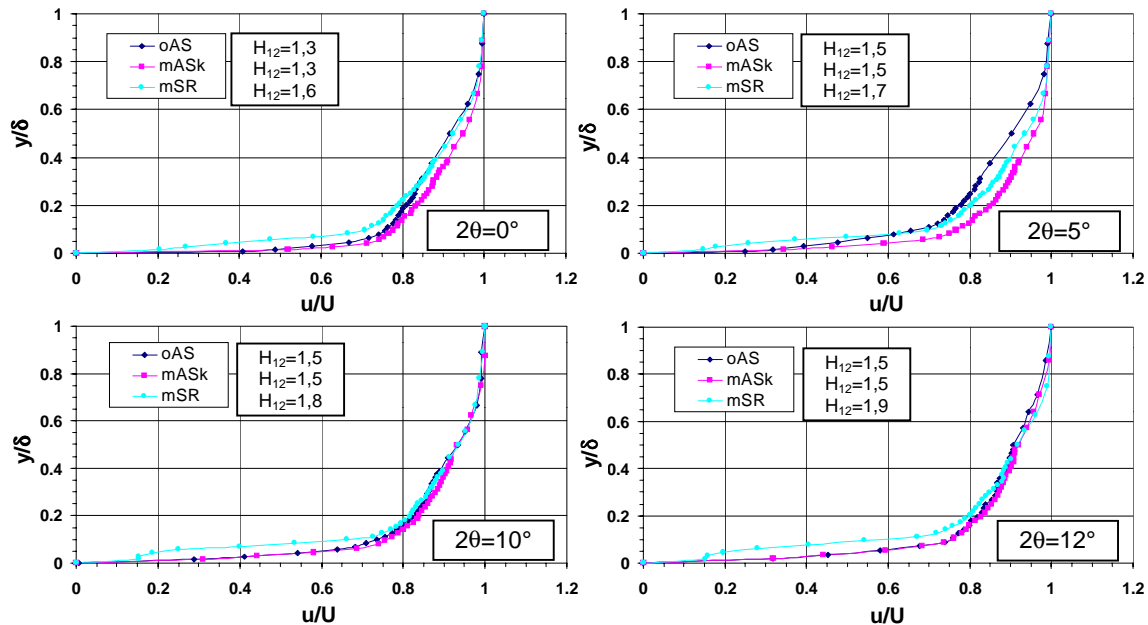


Bild 5.4-10a Geschwindigkeitsprofile am Diffusoreintritt, $Re_{W1} = 5 \times 10^5$

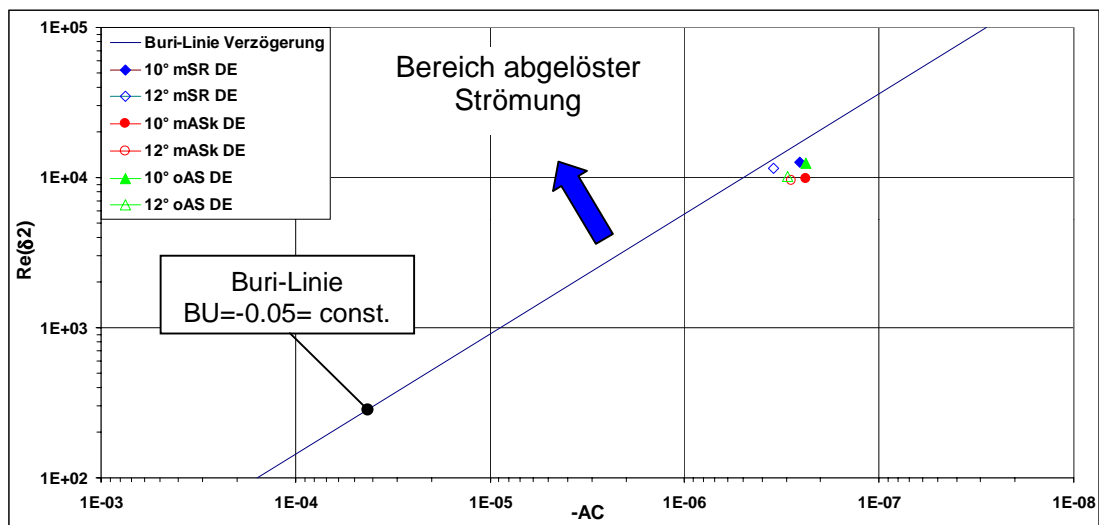


Bild 5.4-10b Kennfeld der turbulenten Grenzschicht bei Verzögerung, $Re_{W1} = 5 \times 10^5$

Vergleicht man die Konfigurationen untereinander so zeigt sich, daß die Konfigurationen ohne (oAS) und mit kurzem Auslaßstutzen (mASk) für alle Öffnungswinkel mit Werten von $H_{12} = 1,3$ für $2\theta = 0^\circ$ bzw. $H_{12} = 1,5$ für die übrigen Öffnungswinkel in etwa gleiche Werte des Formparameters aufweisen. Die entsprechenden Werte für die Konfiguration mit Sammelraum (mSR) nehmen dahingegen mit steigendem Öffnungswinkel kontinuierlich von $H_{12} = 1,6$ bei $2\theta = 0^\circ$ auf $H_{12} = 1,9$ bei $2\theta = 12^\circ$ zu und liegen damit deutlich höher, als in die beiden übrigen Konfigurationen.

Nach Literaturangaben (*Truckenbrodt, E.; Fluidmechanik, Band 2*) ist in einem Bereich des Formparameters von $2,0 < H_{12} < 4,05$ mit einer Ablösung der turbulenten Grenzschicht zu rechnen. Somit ist die Grenzschicht in der Konfiguration mit Sammelraum mit Werten zwischen $1,6 < H_{12} < 1,9$ im weiteren Strömungsverlauf stromab der Eintrittsebene näher am ablösegefährdeten Bereich, als die Grenzschicht der beiden übrigen Konfigurationen mit Werten zwischen $1,3 < H_{12} < 1,5$.

In **Bild 5.4-10b** ist die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl $Re_{\delta 2}$ über den Beschleunigungsparameter in das Kennfeld der turbulenten Grenzschicht eingetragen (*Hourmouziadis, J., 1989*). Für die Öffnungswinkel 10° und 12° , für die im weiteren Strömungsverlauf teilweise deutliche Ablösungen beobachtet wurden, zeigt sich, dass schon am Diffusoreintritt die Kennwerte der turbulenten Grenzschicht nahe an der Buri-Linie liegen, die als Grenze für eine Ablösung der turbulenten Grenzschicht zu betrachten ist. Ein geringfügig höherer Verzögerungsparameter AC würde hier schon zu einer Überschreitung der Buri-Linie führen, d.h. eine Ablösung der Strömung zur Folge haben.

Die unterschiedliche Entwicklung der Grenzschicht bis zum Diffusoraustritt in den einzelnen Konfigurationen wird anhand der Profile nahe der Diffusoraustrittsebene in **Bild 5.4-11** deutlich. Wie zu erkennen ist, entwickelt sich die Grenzschicht in allen drei Konfigurationen unterschiedlich, wobei ein Vergleich des Formparameters H_{12} zeigt, daß sich in der Konfiguration mit Sammelraum die höchsten Werte einstellen und bei einem Öffnungswinkel von $2\theta = 10^\circ$ mit $H_{12} = 2,4$ deutlich über dem Grenzwert von $H_{12} = 2,0$ liegen, ab dem eine Ablösung erwartet werden kann. Dies korrespondiert mit den Beobachtungen aus den Visualisierungen, die bei diesem Öffnungswinkel eine massive Ablösung im Bereich des Diffusoraustritts zeigten. Die beiden anderen Konfigurationen weisen bei diesem Winkel, bei dem in der Visualisierung erstmals lokale Ablösungen beobachtet werden konnten, Werte von $H_{12} = 2,0$ bzw. $2,1$ auf, so daß auch hier die Ergebnisse der Visualisierung mit den Meßergebnissen korrespondieren.

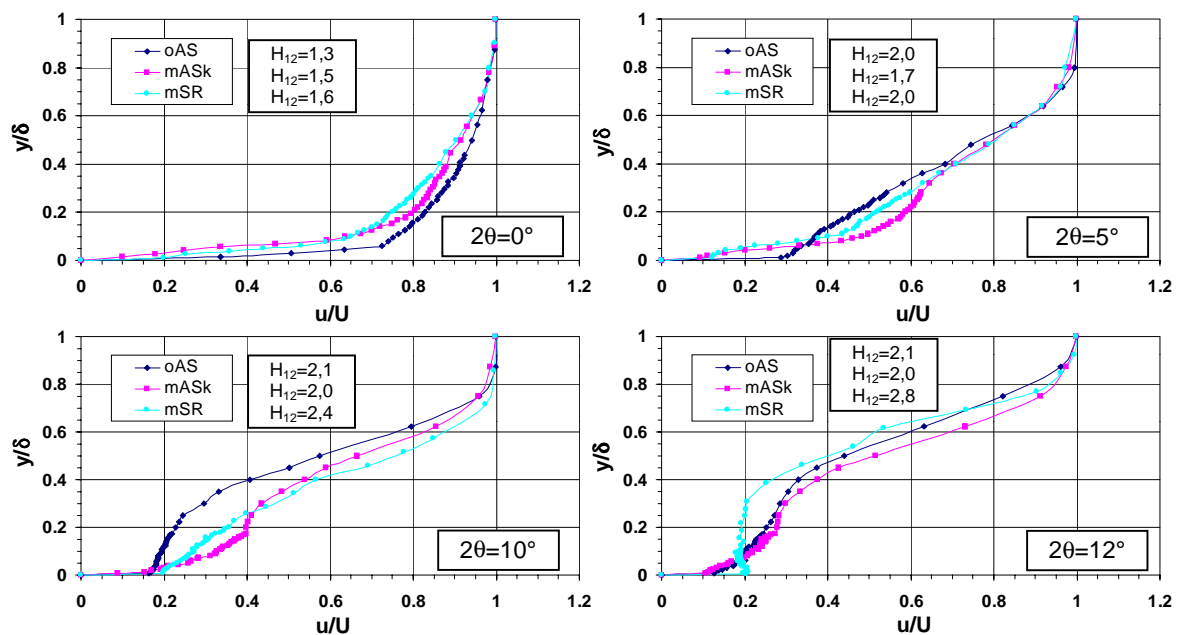


Bild 5.4-11 Geschwindigkeitsprofile am Diffusoraustritt, $Re_{W1} = 5 \times 10^5$

Für einen Öffnungswinkel von $2\theta=12^\circ$ zeigen sich in den Konfigurationen ohne und mit Auslaßstutzen nur geringfügige Unterschiede in der Profilform sowie in der Größe des Formparameters. Bei beiden Konfigurationen konnten in den Visualisierungen erste, sehr kurze Rückströmungen festgestellt werden, die aber noch nicht stabil waren. Für die Konfiguration mit Sammelraum weist die Profilform auf massive Ablösung mit Rückströmung hin (Truckenbrodt, E.; *Fluidmechanik, Band 2*), wie sie auch in den Visualisierungen erkennbar war. Der Formparameter liegt hier mit $H_{12}=2,8$ deutlich höher als in den beiden übrigen Konfigurationen.

Setzt man die normierten Geschwindigkeitsprofile am Diffusoreintritt mit den Ergebnissen der Visualisierung in Verbindung, so läßt sich daraus schließen, daß die frühzeitige Ausbildung eines Wendepunktes bei der Konfiguration mit Sammelraum der Grund für die Stabilisierung der Ablösung schon bei niedrigeren Öffnungswinkeln ist. Während sich in den Konfigurationen ohne Sammelraum die Ablösung bei den Öffnungswinkeln $2\theta=10^\circ$ und 12° auf beide Seitenwände verteilt und eine Rückströmung anhand der Fadenbewegung noch nicht eindeutig identifiziert werden konnte, zeigte sich in der Konfiguration mit Sammelraum ab $2\theta=10^\circ$ schon eine ausgeprägte, stabile Ablösung mit deutlich erkennbarer Rückströmung. Weiterhin zeigt sich anhand des Formparameters eine Rückwirkung der Ablösung auf die Diffusoreintrittsströmung. Während in den Konfigurationen ohne Sammelraum die Formparameter bei steigenden Öffnungswinkel annähernd konstant bleiben, ist in der Konfiguration mit Sammelraum ein deutlicher Anstieg mit steigendem Öffnungswinkel zu verzeichnen. Auch dies korrespondiert mit den Erkenntnissen aus der Visualisierung. Sie zeigte, daß die Ablösung in der Konfiguration mit Sammelraum bei z.B. $2\theta=12^\circ$ schon bei halber Diffusorlänge ($x/L=0,5$) beginnt, während sie in den Konfigurationen ohne Sammelraum eher auf den Bereich des Diffusoraustritts beschränkt bleibt.

Die oben beschriebenen Ergebnisse gelten in weitem Maße auch für eine Reynoldszahl von $Re_{W1}=3 \times 10^5$ und zeigen, daß die Entwicklung der Grenzschichtprofile in diesem Öffnungswinkelbereich nicht wesentlich von der Diffusor-Reynoldszahl abhängig ist. Bei der Betrachtung der Profile ist zu beachten, daß die Messung mit einer Heißfilmsonde selbst, auf Grund der geringen Abmaße der Strömungsquerschnitte, die Ergebnisse deutlich beeinflussten. So war z.B. in der Konfiguration mit Sammelraum eine deutliche Verkleinerung der Ablösung am Diffusoraustritt zu verzeichnen, je tiefer die Sonde am Diffusoreintritt in den Kanal eingeführt wurde und selbst an der Meßposition am Diffusoraustritt konnte eine Stromaufwirkung durch die Sonde beobachtet werden. Aber auch in den anderen Konfigurationen war eine deutliche Beeinflussung der Ablösung während der Messungen durch die Beschleunigung der Strömung in der Umgebung der Sonde beobachtet worden.

5.5 Ergebnisse der instationären Messungen

Im folgenden wird anhand der Ergebnisse der instationären Druckmessungen der Einfluß der Ablösecharakteristik auf die Druckschwankungen im Diffusor, sowie auf das Gesamtsystem erläutert. Dazu werden sowohl die Daten der PressureScanner-Aufnehmer mit einer Abtastrate von ca. 6÷10Hz, als auch die Meßergebnisse der Druckaufnehmer mit hoher Abtastrate ($f_{\text{Analyse}}=20\text{kHz}$) herangezogen.

Aussagen über das Strömungsverhalten des Diffusors werden anhand der Änderungen der Schwankungsgröße $C_{p_{\text{RMS}}}$ des Wanddrucks getroffen, die in engem Zusammenhang mit der Form der Ablösung im Diffusor steht. Zur besseren Interpretation wird dabei auf die Ergebnisse der Visualisierungen zurückgegriffen, so daß Änderungen der Druckschwankungen entsprechenden Veränderungen in der Strömungscharakteristik zugeordnet werden können.

Die Druckschwankungen werden durch eine, auf den dynamischen Druck am Diffusoreintritt bezogene Größe, den $C_{p_{\text{RMS}}}$ -Wert dargestellt. Der $C_{p_{\text{RMS}}}$ -Wert berechnet sich aus dem Quotienten des RMS-Wertes der Differenz des Wanddrucks an der Stelle x und des mittleren statischen Drucks am Diffusoreintritt, bezogen auf den dynamischen Druck am Diffusoreintritt.

$$C_{p_{\text{RMS}}} = \frac{\text{RMS}[p_x(t) - \bar{p}_1]}{\bar{P} - \bar{p}_1} \quad \text{Gl. 5.1}$$

Für die folgenden Betrachtungen wird der $C_{p_{\text{RMS}}}$ -Wert hauptsächlich für die Meßposition DO2 am Diffusoreintritt (siehe **Bild 3-5**) betrachtet, da sich Änderungen in der Strömungscharakteristik innerhalb des Diffusor in diesem Bereich, aufgrund der zunehmenden Dämpfung zum Diffusoraustritt hin, am deutlichsten widerspiegeln. Als Referenzfall der nachfolgenden Betrachtungen dient wiederum der Diffusor ohne Auslaßstutzen (oAS).

5.5.1 Einfluß der Ablöseform auf die Schwankungsgröße $C_{p_{\text{RMS}}}$

Die Abhängigkeit der Schwankungsgröße $C_{p_{\text{RMS}}}$ vom Öffnungswinkel und der Reynolds- bzw. Machzahl für den Diffusor ohne Auslaßstutzen zeigt **Bild 5.5-1**. Zusätzlich zur Schwankungsgröße ist der maximale Druckrückgewinn eingetragen, so daß ein direkter Zusammenhang zwischen den Änderungen der Schwankungsgröße und des Druckrückgewinns hergestellt werden kann.

Bild 5.5-1 zeigt, daß bei einer anliegenden Strömung bei $2\theta=5^\circ$, bis zu einer Strömung mit einsetzender Ablösung bei $2\theta=10^\circ$ nur geringe Druckschwankungen in der Strömung vorhanden sind und die Schwankungsgröße in diesem Bereich nur geringfügig ansteigt. Mit einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=14^\circ$ und einer entsprechend stärker werdenden Ablösung, ist ein deutlicher Anstieg der Schwankungsgröße zu verzeichnen. Dabei ist der Anstieg abhängig von der Reynoldszahl und nimmt mit dieser zu. Die Zunahme beträgt bei einer Winkelvergrößerung von $2\theta=10^\circ$ auf $2\theta=14^\circ$ für $Re_{W1}=3 \times 10^5$ ca. 300% bzw. 600% für

$Re_{W1}=6 \times 10^5$. Die Meßergebnisse korrespondieren auch mit den Beobachtungen in den Visualisierungen, wo anhand der Fadenbewegungen eine deutliche Zunahme der Schwankungen festgestellt wurde.

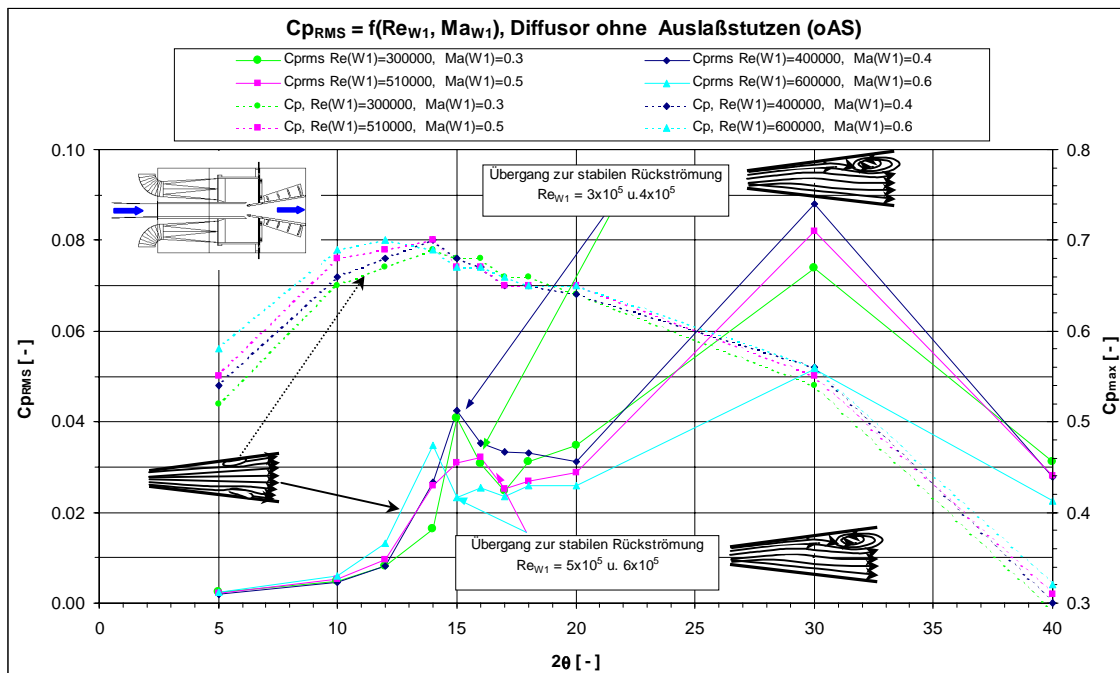


Bild 5.5-1 Cp_{RMS} - Verlauf, Diffusor ohne Auslaßstutzen

Bei $2\theta=14^\circ$ und einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ weisen die Druckschwankungen ein lokales Maximum auf, gefolgt von einem deutlichen Abfall bei einer Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=15^\circ$. Wie der Verlauf des maximalen Druckrückgewinns Cp_{max} zeigt, liegt dessen Maximum bei $2\theta=12^\circ$ und damit kurz vor dem lokalen Cp_{RMS} -Maximum bei $2\theta=14^\circ$. Das heißt, der starke Anstieg in der Schwankungsgröße ab $2\theta=12^\circ$ fällt mit einem Rückgang im Druckrückgewinn zusammen. Wie aus den Visualisierungen ersichtlich wurde, ändert die Ablösung in diesem Winkelbereich ihre Charakteristik von einer Ablösung mit lokalen Ablösegebieten ohne Rückströmung bei $2\theta=12^\circ$ zu einer Ablösung mit kurzen ausgeprägten Rückströmphasen über einer Seitenwand bei $2\theta=14^\circ$. Dabei wird auch anhand der Änderung der Schwankungsgröße Cp_{RMS} deutlich, daß sich die Rückströmung bei $2\theta=14^\circ$ noch nicht vollständig stabilisiert hatte und erst ab $2\theta=15^\circ$ eine stabile Rückströmung mit den entsprechend geringen Druckschwankungen vorlag. In den Visualisierungen zeigte sich, daß für $2\theta=14^\circ$ neben dem sich stabilisierenden Rückströmgebiet auf der einen Seitenwand noch ein kleineres, lokales Ablösegebiet ohne ausgeprägte Rückströmung auf der gegenüberliegenden Seitenwand vorhanden war. Für $2\theta=15^\circ$ hat sich die Rückströmung vollständig stabilisiert und das vorher auf der gegenüberliegenden Seitenwand vorhandene Ablösegebiet ist in eine anliegende Strömung ohne Ablösungen übergegangen. Damit zeigt sich der Zusammenhang zwischen einem Rückgang der Schwankungsgröße und der Entstehung stabiler Rückströmungen mit dem daraus resultierenden Absinken des Druckrückgewinns.

Ein entsprechendes Verhalten kann für die übrigen drei Reynoldszahlen festgestellt werden, bei denen dieser Wechsel in der Ablösecharakteristik bei einer Erhöhung des Öffnungswinkels von $2\theta=15^\circ$ auf $2\theta=16^\circ$ ($Re_{W1}=3 \times 10^5$ bzw. 4×10^5) bzw. von $2\theta=16^\circ$ auf

$2\theta=17^\circ$ ($Re_{W1}=5 \times 10^5$) stattfindet. Die Änderungen in der Schwankungsgröße und im Druckrückgewinn fallen bei diesen Reynoldszahlen aber weniger eindeutig aus, als für $Re_{W1}=6 \times 10^5$, da dieser Öffnungswinkel-/Reynoldszahlbereich durch eine instabile Strömungscharakteristik gekennzeichnet ist, wie sie anhand des Stabilitätsdiagramm in **Bild 2.2-8** beschrieben wurde. Der vollständige Wechsel in der Strömungscharakteristik von einer Strömung mit lokalen Ablösegebieten zu einer Strömung mit stabiler, ausgeprägter Rückströmung erstreckt hier über einen größeren Winkelbereich, so daß eine Vergrößerung des Öffnungswinkels in diesem Bereich einen vergleichsweise geringen Einfluß auf die Schwankungsgröße und den Druckrückgewinn hat. Zwischen $2\theta=16^\circ$ bis $2\theta=20^\circ$ ändert sich die Schwankungsgröße im Mittel nur geringfügig und ohne klare Tendenzen zu zeigen, was auf die wechselnden Charakteristiken der Ablösung zurückzuführen ist. Gleichzeitig ist in diesem Bereich nur eine moderate Abnahme des Druckrückgewinns zu verzeichnen.

Aus den Betrachtungen zum Verlauf der Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ und dem korrespondierenden Druckrückgewinn $C_{p_{max}}$ in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel läßt sich der Schluß ziehen, daß ab dem Öffnungswinkel mit maximalem Druckrückgewinn eine weitere Zunahme im Druckaufbau erst durch ein Anwachsen der Schwankungen infolge der beginnenden Änderung der Strömungscharakteristik und im folgenden durch die daraus entstandene, stabile Rückströmung verhindert wird.

Bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels von $2\theta=20^\circ$ auf $2\theta=30^\circ$ ist eine deutliche Zunahme der Schwankungsgröße zu erkennen, die einen entsprechenden Abfall des Druckrückgewinns zur Folge hat. Dies kann auf eine Änderung der Strömungscharakteristik für Öffnungswinkel oberhalb von $2\theta=20^\circ$ zurückgeführt werden. Die Visualisierung zeigte hier eine zunehmende Ausbreitung der Ablösungen von den parallelen Seitenwänden auf die Diffusorwände. Eine eindeutige Lage der Hauptströmung war hier nicht mehr immer erkennbar, da infolge der Verlagerung die Ablösungen mit kurzen Rückströmphasen im Wechsel auf allen Wänden auftraten. Eine eindeutige Charakterisierung der Ablöseform ist für diesen Fall deshalb nicht möglich. Bis $2\theta=40^\circ$ ist ein deutlicher Abfall der Schwankungsgröße einhergehend mit einer weiteren Abnahme des Druckrückgewinns zu verzeichnen. Dies ist auf die Stabilisierung der Ablösung über einer Diffusorwand zurückzuführen, von wo aus sie sich hufeisenförmig über die Seitenwände ausdehnt. Die Strömung auf der gegenüberliegenden Diffusorwand bildet dabei die Hauptströmung, die frei von Ablösungen ist. Ein Wechsel in der Lage der Ablösung oder eine Änderung der Charakteristik trat nicht auf, so daß sich daraus der relativ niedrige Wert der Schwankungsgröße erklärt. Bemerkenswert ist hier die Umkehrung der Abhängigkeit der Schwankungsgröße von der Reynoldszahl. Während bei kleineren Öffnungswinkel in einer Strömung mit lokalen Ablösungen die Schwankungsgröße mit steigender Reynolds- bzw. Machzahl anwächst, ist hier eine relative Abnahme der Druckschwankung mit steigender Reynoldszahl festzustellen.

Im folgenden wird der Einfluß der geometrischen Austrittsrandbedingung auf die Entwicklung der Ablösung und damit auf die Schwankungsgröße untersucht. Dazu werden an den Diffusor verschiedene Stromröhren angeschlossen und die Änderungen im Strömungsverhalten im Vergleich zum Diffusor ohne Anschlußelemente betrachtet.

5.5.2 Einfluß der Austrittsrandbedingung auf die Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$

5.5.2.1 Diffusor mit Auslaßstutzen

Eine grundsätzliche Veränderung im Strömungsverhalten des Diffusors ergibt sich durch den Anschluß eines Auslaßstutzen an den Diffusor, wie es auch schon in Kapitel 5.4.2 beschrieben wurde. Den daraus resultierenden Verlauf der Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ zeigt **Bild 5.5-2**. Auch hier ist wieder der entsprechende Verlauf des Druckrückgewinns eingetragen. Im Gegensatz zum Diffusor ohne Auslaßstutzen zeigt sich für den Diffusor mit nachfolgendem Auslaßstutzen ein kontinuierlicher Anstieg der Schwankungsgröße über den Öffnungswinkelbereich von $2\theta=5^\circ$ bis $2\theta=30^\circ$. Erst bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=40^\circ$, ist wie für den Diffusor ohne Auslaßstutzen eine deutliche Abnahme der Druckschwankungen festzustellen.

Im einzelnen zeigt sich im Bereich einer anliegenden Strömung bzw. einer Strömung mit einsetzender Ablösung zwischen 5° - und 12° -Öffnungswinkel nur ein geringer Anstieg der Schwankungsgröße. Eine deutliche Änderung tritt erst bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=14^\circ$.

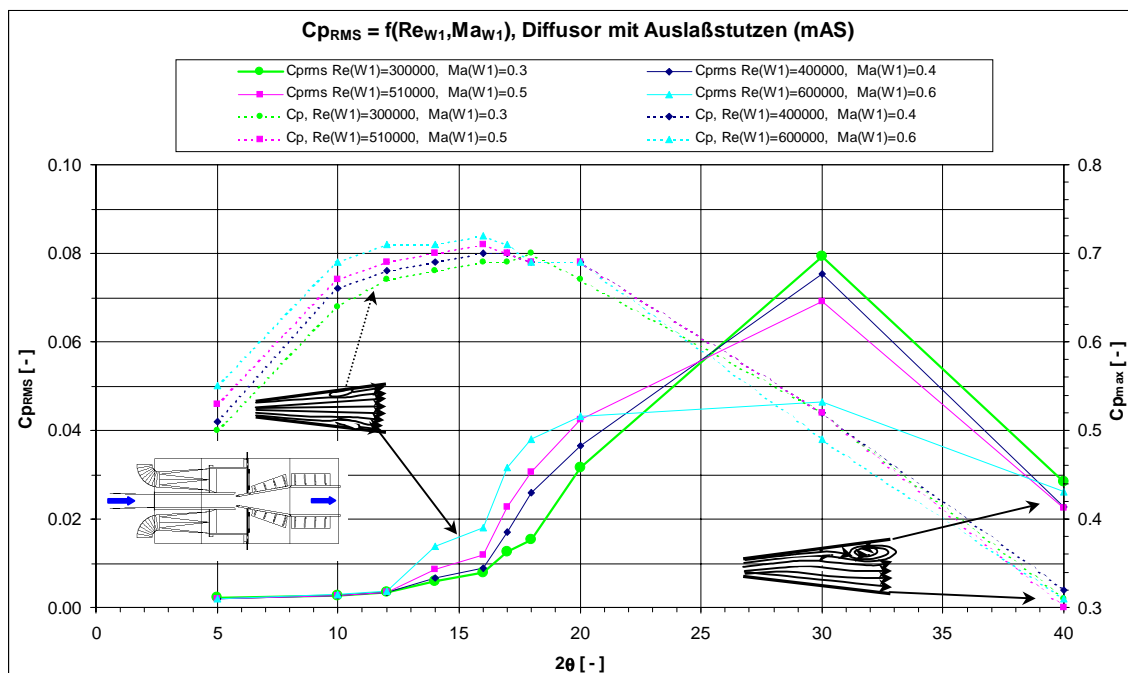


Bild 5.5-2 $C_{p_{RMS}}$ - Verlauf, Diffusor mit Auslaßstutzen

Oberhalb von $2\theta=12^\circ$ wachsen die Druckschwankungen deutlich an und der Anstieg im Druckrückgewinn verringert sich. Dies korrespondiert mit dem Auftreten sehr kurzer Rückströmphasen ($t < 0,5s$), ohne daß sich daraus eine stabile Rückströmung entwickelte. Eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl besteht auch hier insofern, daß mit steigender Reynoldszahl die Druckschwankungen zunehmen und der Anstieg um so größer ist, je höher die Reynoldszahl ist. Wie die Visualisierungen zeigten, konnte sich in dieser Konfiguration die Rückströmung nicht stabilisieren, sondern es entstanden zwei sich gegenüberliegende, lokale Ablösegebiete, in denen lediglich kurzzeitige Rückströmungen auftraten. Daraus resultiert die kontinuierliche Zunahme der Schwankungsgröße, da keinerlei signifikante Änderung in der Ablösecharakteristik auftrat.

Eine deutliche Änderung im Gradienten der Schwankungsgröße tritt nach dem Überschreiten des Maximums im Druckrückgewinn ab ca. $2\theta=16^\circ$ auf, der sich im Vergleich zu vorher nahezu verdoppelt. Bis 20° Öffnungswinkel sind dann keine weiteren signifikanten Änderungen zu verzeichnen.

Für $Re_{W1}=6 \times 10^5$ ist beim Übergang von $2\theta=18^\circ$ auf $2\theta=20^\circ$ ein deutlich geringerer Anstieg in der Schwankungsgröße festzustellen. Der Grund hierfür liegt in einer zunehmenden Verlagerung der Ablösung auf die Diffusorwände, bei gleichzeitiger Zunahme der Rückströmung. Die Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=30^\circ$ führt hier lediglich zu einer Abnahme des Druckrückgewinns, ohne daß die Druckschwankungen wesentlich zunehmen. Daß zeigt, daß sich die grundsätzliche Änderung in der Strömungscharakteristik größtenteils zwischen $18^\circ < 2\theta < 20^\circ$ vollzogen hat und einer weitere Vergrößerung des Öffnungswinkels nur noch Auswirkungen auf die Ausdehnung der Ablösung und damit auf den Druckaufbau hat.

Für die übrigen Reynoldszahlen zeigt sich ein vergleichbares Verhalten zur Konfiguration ohne Auslaßstutzen, bei der ab $2\theta=40^\circ$ ebenfalls eine Verlagerung der Ablösung mit kurzen Rückströmphasen auf die Diffusorwände stattfindet. Die weitere Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=40^\circ$ führt wiederum zu einer Stabilisierung der Rückströmung über einer Diffusorwand mit der entsprechenden Abnahme in der Schwankungsgröße und im Druckrückgewinn. Wie in der Konfiguration ohne Auslaßstutzen zeigt sich auch hier eine Umkehrung in der Abhängigkeit der Schwankungsgröße von der Reynoldszahl, die für $2\theta=30^\circ$ und $2\theta=40^\circ$ mit steigender Reynoldszahl abnimmt.

Die Ergebnisse zeigen, daß der Auslaßstutzen einen entscheidenden Einfluß auf die Entwicklung der Druckschwankungen hat, die in engem Zusammenhang mit der Charakteristik der Ablösung stehen. Der Einfluß weiterer Anschlußelemente auf die Entwicklung der Schwankungsgröße soll deshalb im folgenden näher beschrieben werden.

5.5.2.2 Einfluß unterschiedlicher Austrittsrandbedingungen auf die Schwankungsgröße

Der Einfluß unterschiedlicher Anschlußelemente auf das Diffusorverhalten wird anhand von **Bild 5.5-3** erläutert, daß den Verlauf der Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$ und des Druckrückgewinns $C_{p_{max}}$ über den Öffnungswinkel für unterschiedliche Anschlußkonfigurationen zeigt. Der generelle Verlauf der Schwankungsgröße und des Druckrückgewinns zeigt, daß die beiden Konfigurationen mit dem höchsten Druckrückgewinn die Konfigurationen mit kurzem (mASk) bzw. langem Auslaßstutzen (mAS) sind, die bis zum Überschreiten ihres maximalen Druckrückgewinns auch die niedrigsten Schwankungsgrößen aufweisen. Erst oberhalb des Maximums im Druckrückgewinn bei ca. $2\theta=16^\circ$ zeigt sich für beide Konfigurationen ein deutlicher Anstieg der Schwankungsgrößen, verbunden mit einem folgenden Rückgang im Druckrückgewinn. Die Visualisierung zeigte, daß die Strömung mit Ablösung in diesen beiden Konfigurationen durch lokale Ablösegebiete auf gegenüberliegenden Wänden gekennzeichnet ist und eine grundsätzliche Änderung in der Charakteristik erst bei großen Winkel auftrat. Dies erklärt den kontinuierlichen Anstieg der Schwankungsgröße über den dargestellten Öffnungswinkelbereich. Die im Vergleich zur Konfiguration mit langem Auslaßstutzen (mAS) niedrigeren Schwankungswerte der Konfiguration mit

kurzem Auslaßstutzen (mASk) deuten auf eine geringfügig unterschiedliche Charakteristik der Ablösung hin und können als Grund für den etwas höheren Druckrückgewinn angesehen werden.

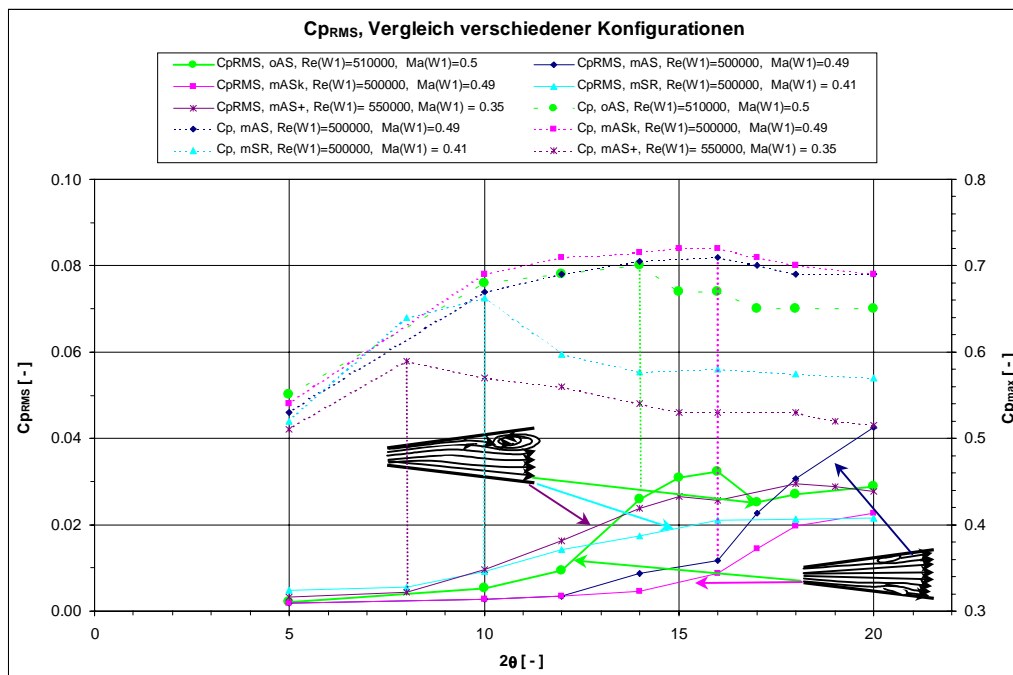


Bild 5.5-3 C_{pRMS} -Verlauf, Variation der Diffusor-Anschlüsselemente

Das Verhalten der Konfigurationen ohne Auslaßstutzen entspricht bis ca. $2\theta=14^\circ$ dem der Konfigurationen mit Auslaßstutzen. Ab $2\theta=14^\circ$ beginnt sich hier aus der lokalen Ablösung ein Rückströmgebiet zu bilden, daß bis 17° Öffnungswinkel noch von kurzen Ausschwemmungen unterbrochen wird. Hieraus erklärt sich der weitere Anstieg in der Schwankungsgröße oberhalb von $2\theta=14^\circ$, während im Druckrückgewinn schon ein deutlicher Einbruch zu verzeichnen ist. Ab 17° Öffnungswinkel hat sich die Rückströmung stabilisiert und die Schwankungsgröße nimmt dabei deutlich ab. Im Mittel liegt hier der Betrag der Schwankungsgröße bis zur Ausbildung einer stabilen Rückströmung deutlich über dem der beiden Konfigurationen mit Auslaßstutzen. Dies könnte darauf zurückgeführt werden, daß sich die Ablösung in dieser Konfiguration unterhalb des maximalen Druckrückgewinns überwiegend auf einer Seitenwand konzentriert und damit eine insgesamt größere Ausdehnung aufweist als zwei kleinere, lokale Ablösegebiete auf gegenüberliegenden Wänden. Daraus könnte eine größere Rückwirkung auf die Strömung resultieren, die die größeren Druckschwankungen verursacht.

Die Konfigurationen mit Sammelraum und Drossel (mSR) sowie mit Auslaßstutzen, Sammelraum und Drossel (mAS+) weisen einen weitestgehend kontinuierlichen Anstieg der Druckschwankungen über den Öffnungswinkel auf. Dieses Verhalten korrespondiert mit den Ergebnissen der Visualisierungen, die keine Änderungen in der Ablösecharakteristik, sondern lediglich eine zunehmende Ausdehnung der Ablösung zeigten. Ein Zusammenhang zwischen der Änderung der Schwankungsgröße und der Entwicklung des Druckrückgewinns läßt sich nur für die Konfiguration mAS+ herstellen, bei der der Anstieg der Schwankungsgröße oberhalb des maximalen Druckrückgewinns zunimmt. In der Konfiguration mit Sammelraum (mSR) ist nach dem Überschreiten des maximalen Druckrückgewinns keine wesentliche Änderung in den Druckschwankungen

zu verzeichnen. Auch hier weist die Konfiguration mit den höheren Schwankungen den niedrigeren Druckrückgewinn auf, so daß hier wieder ein ursächlicher Zusammenhang vermutet werden kann.

Wie in den Erläuterungen zu **Bild 5.5-1** und **5.5-2** schon erwähnt wurde, deutete sich bei einer Stabilisierung der Rückströmung eine Umkehrung der Abhängigkeit der Schwankungsgröße von der Reynoldszahl an. Während bei Öffnungswinkeln, in denen keine ausgebildete Rückströmung auftrat, die Schwankungsgröße mit steigender Reynoldszahl anstieg, konnte bei hohen Öffnungswinkeln oberhalb von $2\theta=20^\circ$ eine Umkehrung beobachtet werden, da sich erst dort eine stabile Rückströmung gebildet hatte. In den Konfigurationen mit Sammelraum und Drossel (mSR, mAS+) hatte sich mit dem ersten Einsetzen der Ablösungen eine Ablösung mit stabiler Rückströmung gebildet, so daß hier entsprechend den Ergebnissen für die Konfigurationen ohne Sammelraum bei großen Öffnungswinkeln eine Umkehrung der Abhängigkeit erwartet werden konnte. Dies kann anhand des Verlaufs der Schwankungsgrößen in **Bild 5.5-4** bestätigt werden.

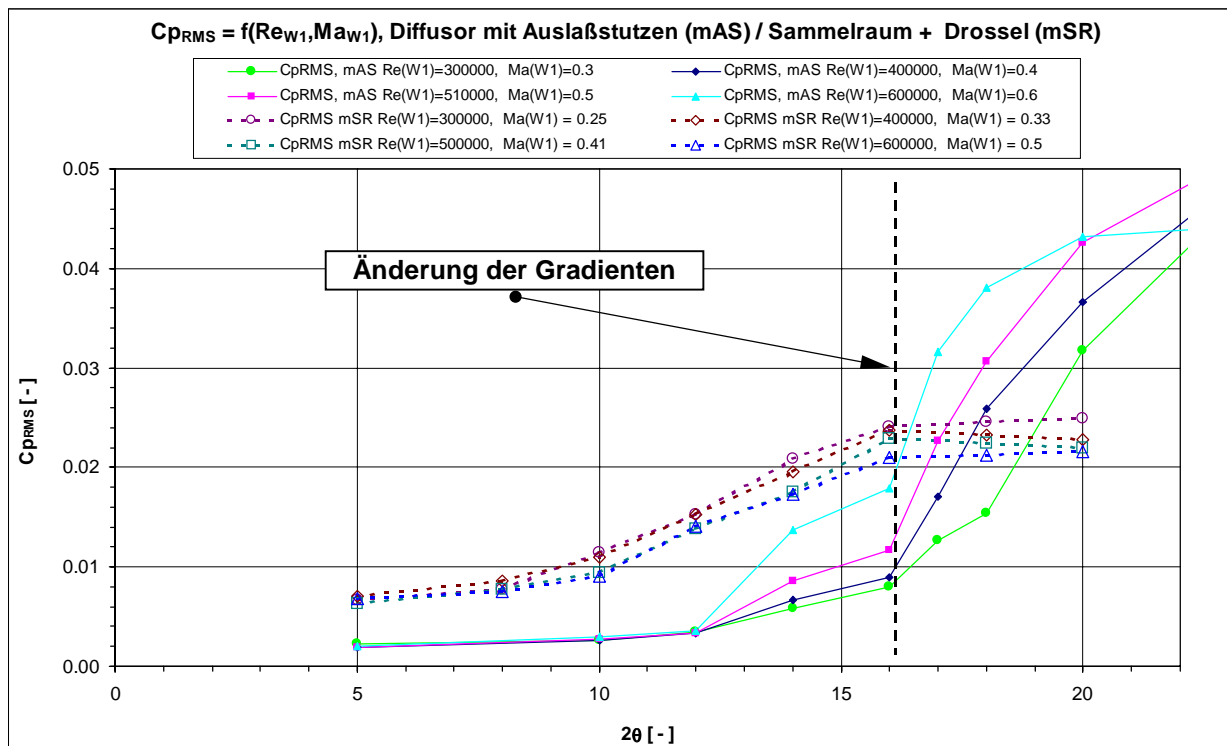


Bild 5.5-4: Vergleich Cp_{RMS} -Verlauf, Diffusor mit Auslaßstutzen/Sammelraum+Drossel

Hier zeigt sich in der Konfiguration mit Sammelraum ab einem Öffnungswinkel mit beginnender Ablösung eine abnehmende Schwankungsgröße bei steigender Reynoldszahl. Eine signifikante Änderung dieses Verhaltens über dem Öffnungswinkel kann nicht festgestellt werden. Bemerkenswert sind die stagnierenden Werte der Schwankungsgröße ab $2\theta=16^\circ$, die bei einer Zunahme des Öffnungswinkels und einer entsprechenden weiteren Ausdehnung der Ablösung nahezu konstant bleiben. Dies zeigt, daß die Größe der Ablösung mit stabiler Rückströmung nicht zu einer Vergrößerung der Druckschwankungen im Diffusor führen muß. Im Gegensatz dazu steigt in der Konfiguration mit Auslaßstutzen ab diesem Öffnungswinkel die Schwankungsgröße deutlich an, was auf die beginnende Änderung der Ablösecharakteristik in dieser Konfiguration zurückzuführen ist.

5.5.3 Einfluß der Ablöseform auf das Gesamtsystem

Wie die Auswertungen der Visualisierungen in Kapitel 5.3.2 zeigten, traten insbesondere beim Diffusor mit direktem Austritt in die Umgebung (oAS) deutliche Änderungen der Strömungs- bzw. Ablösecharakteristik auf. Diese Phänomene spiegelten sich auch in den Schwankungsgrößen und der Änderung im Druckrückgewinn, wie sie in **Bild 5.5-1** und **Bild 5.5-2** dargestellt wurden, wieder. Im Folgenden wird gezeigt, daß die unterschiedlichen Instabilitätsformen nicht nur anhand ihrer äußeren Erscheinung, wie sie mittels der Visualisierung festgestellt wurden, sondern auch anhand ihrer unterschiedlichen Auswirkungen auf das Gesamtsystem charakterisiert werden können. Die Besonderheiten der Instabilitäten liegen dabei nicht in dem verstärkten Auftreten von Druckschwankungen, die im Bereich einer abgelösten Strömung immer vorhanden sind, sondern in der spontanen und länger andauernden Änderungen der Ablösecharakteristik.

Anhand der folgenden Darstellung des normierten zeitlichen Druckverlaufs am Diffusoreintritt des 17°-Diffusors in **Bild 5.5-5**, soll die Auswirkung der Ablösecharakteristik auf die Diffusorströmung verdeutlicht werden. Dargestellt ist der auf den dynamischen Druck bezogene Wanddruck (Meßposition DO2), sowie der entsprechend bezogene Totaldruck. Der zeitliche Verlauf zeigt, ausgehend von einer Ablösung mit stabiler Rückströmung auf der oberen Seitenwand, ein Ausschwemmen des Rückströmgebiets aus dem Diffusor nach ca. 15 Sekunden. Dabei entstehen, wie in Kapitel 5.3.2 schon beschrieben, auf den beiden gegenüberliegenden parallelen Seitenwänden Gebiete mit abgelöster Strömung, in der Rückströmungen nur sehr sporadisch auftreten. Diese Phase dauert ca. 140 Sekunden, wobei die kurzzeitigen Druckanstiege zwischen 60 und 70 Sekunden sowie nach 130 Sekunden zeigen, daß dieser Zustand ebenfalls kurzzeitigen Störungen unterworfen ist. Nach ca. 150 Sekunden kehrt die Strömung in den anfänglichen Strömungszustand mit einer stabilen Rückströmung auf der oberen Seitenwand und einer angelegten, ruhigen Strömung auf der unteren Seitenwand zurück.

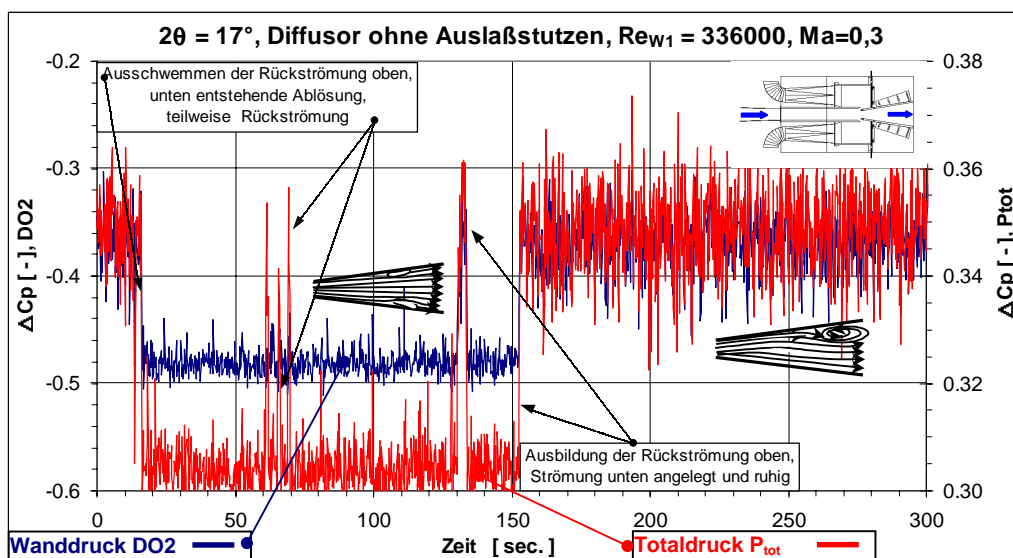


Bild 5.5-5 Einfluß auf den Totaldruck, Ausschwemmen der Rückströmung

Die Visualisierungen zeigten für die Phase der Rückströmung eine deutliche Auslenkung der Fäden, woraus auf die Ausdehnung des Rückströmgebiets und der daraus resultierende Einschnürung der Hauptströmung geschlossen werden konnte. Der entsprechende Einfluß auf das Gesamtsystem zeigt sich hier in der Änderung des Totaldrucks nach dem Ausschwemmen der Rückströmung aus dem Diffusor. Dieser sinkt nach dem Ausschwemmen der Rückströmung aus dem Diffusor merklich ab, um bei der Rückbildung der Rückströmung wieder auf das ursprüngliche Niveau anzusteigen. Diese Änderungen kann mit einer veränderten Drosselung des Systems und damit mit einer Verlagerung des Arbeitspunktes verglichen werden. Damit hat eine Änderung der Ablösecharakteristik nicht nur lokale Auswirkungen auf die Diffusorströmung, sondern auch auf das Gesamtsystem.

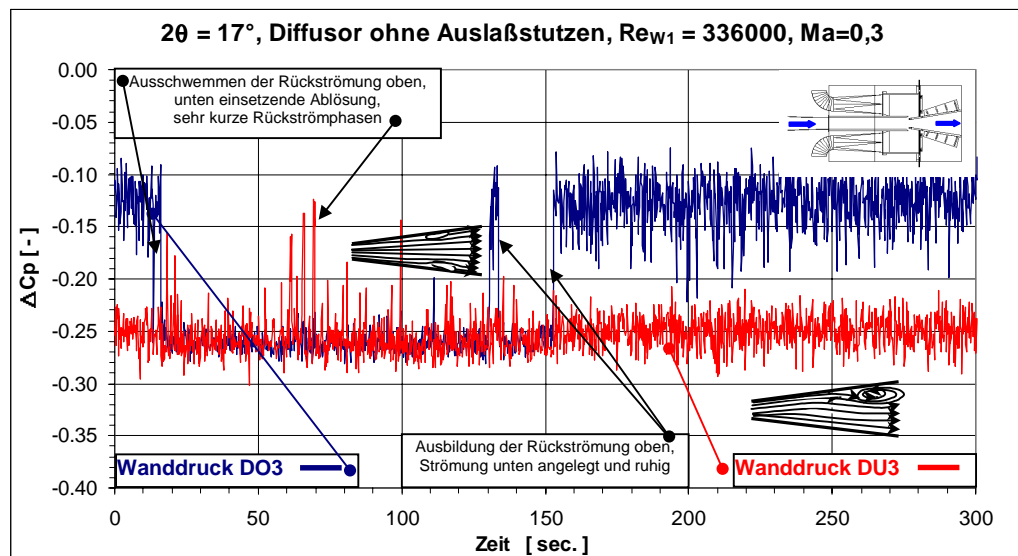


Bild 5.5-6 Einfluß auf die Diffusorströmung, Ausschwemmen der Rückströmung

Die Visualisierungen zeigten nach dem Ausschwemmen der Rückströmung aus dem Diffusor ähnliche Strömungsverhältnisse über den beiden Seitenwänden. Diese Angleichung der Strömungsverhältnisse im Diffusor verdeutlicht **Bild 5.5-6** anhand der Druckwerte zweier gegenüberliegender Meßpositionen (DO3 u. DU3 bei $x/L=0,22$) auf den Seitenwänden. Es ist zu erkennen, daß sich der Druck an der Position DO3 auf der oberen Seitenwand nach dem Ausschwemmen der Rückströmung dem Druckniveau auf der unteren Seitenwand angleicht, während sich das Niveau dort nur unwesentlich ändert. Dies zeigt, daß die in dieser Phase vorhandenen lokalen Ablösegebiete eine annähernd gleiche Ausdehnung besitzen und so die Strömung über den Wänden in gleichem Maße beeinflussen. Im Gegensatz dazu unterscheidet sich das Druckniveau in der Phase mit Rückströmung auf den gegenüberliegenden Seitenwänden deutlich, was auf eine Verzerrung der Geschwindigkeitsprofile aufgrund der ausgeprägten Rückströmung in diesem Querschnitt hindeutet.

Als eine weitere Instabilitätsform der abgelösten Diffusorströmung konnte die spontane Verlagerung der ausgebildeten Rückströmung innerhalb des Diffusors von einer Seitenwand auf die andere (siehe auch **Bild 5.3-9**, Kapitel 5.3.2) beobachtet werden. Diese wird ebenfalls anhand des zeitlichen Druckverlaufs für den Wanddruck und den Totaldruck in ihrem Einfluß auf das Gesamtsystem hin untersucht. In **Bild 5.5-7** ist dieser Fall für den 20° -Diffusor bei einer Reynoldszahl von $Re_{W1}=6 \times 10^5$ dargestellt. Hier zeigt sich ein spontaner Umschlag der Rückströmung nach ca. 210 Sekunden von einer

Seitenwand auf die gegenüberliegende. Dieser Zustand bleibt für ca. 20 Sekunden stabil, bis das System in seine Ausgangslage zurückkehrt. Die Strömung auf der, der Rückströmung gegenüberliegenden Seite, ist in den jeweiligen Phasen frei von Ablösungen. Der Wanddruck DO2 sinkt nach dem ersten Wechsel deutlich ab, was auf eine Beschleunigung der Strömung an dieser Stelle hindeutet und kehrt nach dem zweiten Wechsel wieder auf sein ursprüngliches Niveau zurück. Damit ist an dieser Position der ursprüngliche Strömungszustand wiederhergestellt.

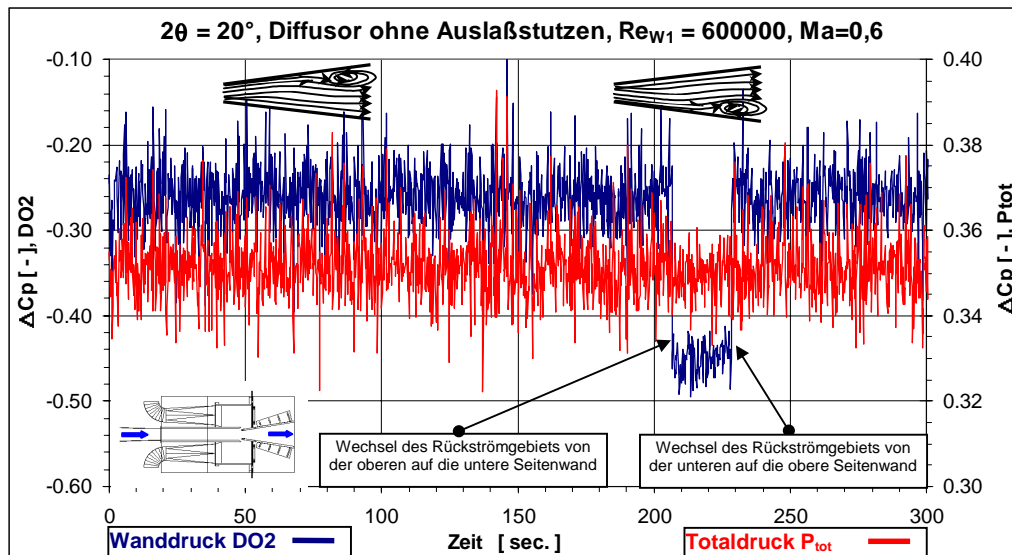


Bild 5.5-7 Einfluß auf den Totaldruck, Verlagerung der Ablösung

Wie der entsprechende zeitliche Verlauf des Totaldrucks zeigt, ist diese Strömungsänderung eher ein lokales Phänomen, daß keine Auswirkungen auf das Gesamtsystem hat. Im Gegensatz zur oben beschriebenen Instabilitätsform ändert sich der Totaldruck im System hier nur geringfügig kurz nach dem Umschlag, steigt danach aber wieder schnell auf seinen ursprünglichen Wert an. Zu beobachten ist hier lediglich eine geringfügige Abnahme der Druckschwankungen nach dem Umschlag sowohl im Totaldruck als auch im statischen Wanddruck.

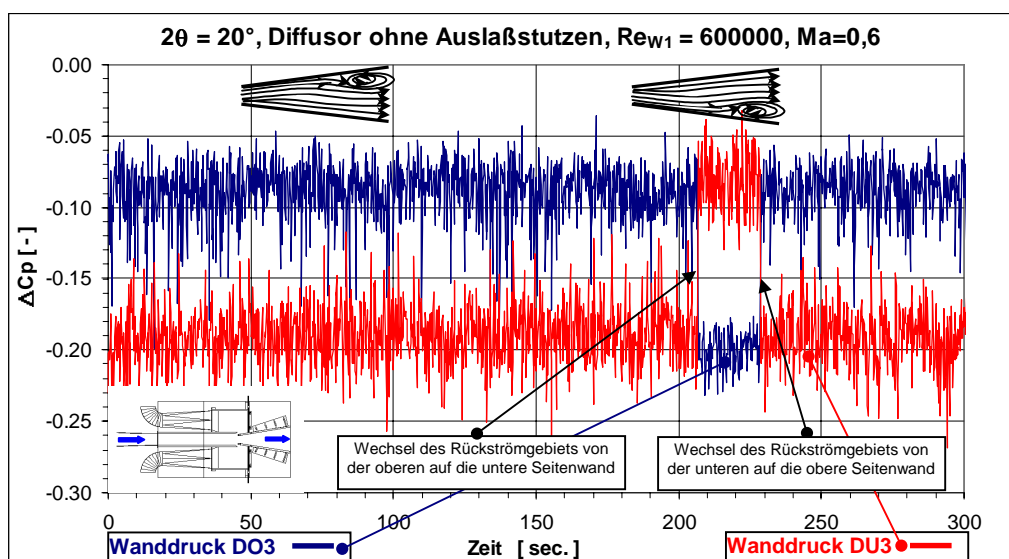


Bild 5.5-8 Einfluß auf die Diffusorströmung, Verlagerung der Ablösung

Da keine Rückwirkungen der Instabilität auf den Totaldruck vorliegen, hat die Verlagerung der Ablösung innerhalb des Diffusors keinen erkennbaren Einfluß auf das Gesamtsystems.

Die Gleichwertigkeit der beiden Phasen der Ablösung in Bezug auf ihrer Rückwirkungen auf das Gesamtsystem wird auch durch das spiegelbildliche Verhalten der Wanddrücke innerhalb des Diffusors verdeutlicht (**Bild 5.5-8**). Hier nehmen die Drücke an den Positionen DO3 und DU3 bei $x/L=0,22$ nach der Verlagerung der Ablösung das Druckniveau der jeweils gegenüberliegenden Seite an und weisen auf eine ähnliche Ausprägung der Geschwindigkeitsprofile in den beiden Phasen hin.

Dieses Verhalten ist ein weiterer Hinweis für die ähnliche Ausdehnung des Rückströmgebiets in den beiden Phasen und die insgesamt vernachlässigbare Rückwirkung auf das Gesamtsystem.

5.5.4 Beurteilung der Strömung anhand einer Häufigkeitsverteilung

Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, wurde für die Beurteilung der instationären Strömungscharakteristik in erster Linie die Visualisierung herangezogen. Eine weitere Möglichkeit bietet sich aber über die Darstellung der instationären Drucksignale durch eine normierte Häufigkeitsverteilung z.B. für die Fälle, in denen keine direkte Visualisierung möglich war. Dazu erfolgte die Aufbereitung der Rohdaten (statischer Wanddruck) über eine Normierung der Meßwerte zu jedem Zeitpunkt mit dem Mittelwert der Messung. Durch die Normierung ergeben sich Werte mit einer Verteilung um Eins, die in Klassen mit beliebiger Schrittweite (hier z.B.: 2×10^{-4}) eingeteilt wurden. Eine untere Grenze für die gewählte Schrittweite stellt hierbei die Genauigkeit der verwendeten Meßgeräte dar. Aus den so aufbereiteten Daten wird eine Verteilung erstellt, bei der die auf die Gesamtzahl der Ereignisse normierte Anzahl in den einzelnen Klassen über die einzelnen Klassen aufgetragen wird.

Die Aussagemöglichkeiten der Häufigkeitsverteilung werden exemplarisch für den Fall des Diffusors ohne Auslaßstutzen genauer untersucht.

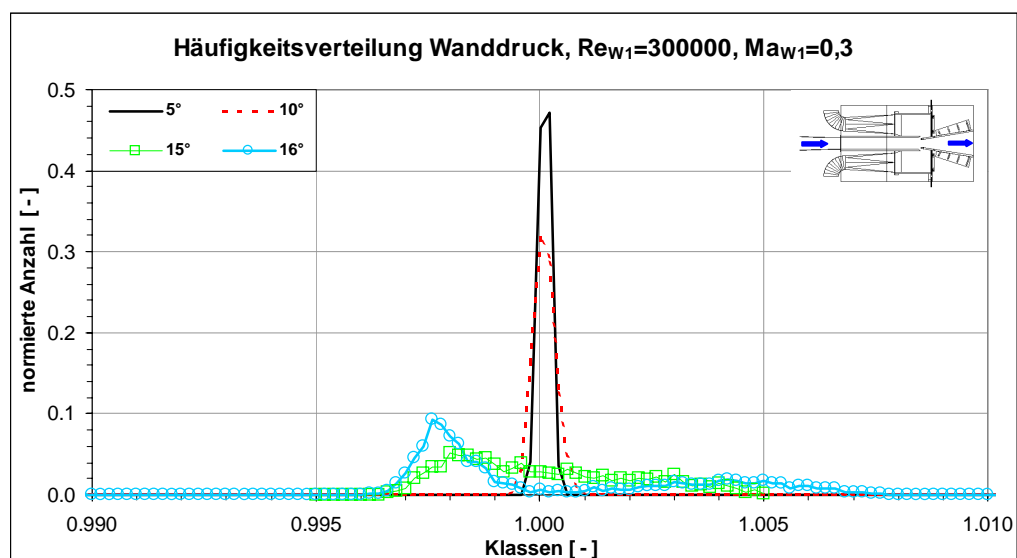


Bild 5.5-9a Häufigkeitsverteilung bei konstanter Reynoldszahl, Meßposition DO2

Bild 5.5-9a zeigt anhand der Änderung der Häufigkeitsverteilung über den Öffnungswinkelbereich die Entwicklung der Strömung von einer angelegten Strömung bei $2\theta=5^\circ$, über eine Strömung kurz vor der Ablösung bei $2\theta=10^\circ$, bis zu einer Strömung mit instationärer Ablösung bei $2\theta=15^\circ$ und $2\theta=16^\circ$. Wie zu erkennen ist, tritt ein deutlicher Unterschied in den Verteilungen für die angelegte Strömung bei $2\theta=5^\circ$ und 10° und der instabil abgelösten Strömung bei $2\theta=15^\circ$ und 16° zu Tage. Für eine angelegte, ruhige Strömung ($2\theta=5^\circ$) ohne Störungen ergibt sich eine schmale Verteilung mit Werten um Eins, bei der 90% aller Meßwerte in zwei Klassen vertreten sind. Mit steigendem Öffnungswinkel, aber weiterhin stabilen Strömungszuständen bei $2\theta=10^\circ$ nimmt die Anzahl der auftretenden Klassen und damit die Breite der Verteilung geringfügig zu. Dies ist auf die Zunahme der Druckschwankungen vor dem Einsetzen der Ablösung zurückzuführen, wie es schon der Verlauf der Schwankungsgrößen in **Bild 5.5-1** verdeutlichte.

Mit dem Auftreten instabiler Strömungszustände bei $2\theta=15^\circ$ und 16° zeigt sich in der Verteilung eine Verschiebung der absoluten Maxima nach links zu Werten kleiner Eins, was die in der Visualisierung erkennbaren, einsetzenden Rückströmphasen repräsentiert. Bei einem Öffnungswinkel von $2\theta=16^\circ$ ist für Werte größer Eins ein zweites, deutlich niedrigeres lokales Maximum vorhanden, was darauf hindeutet, daß zwei unterschiedliche Strömungszustände im Diffusor vorliegen. Für $2\theta=15^\circ$ ist noch kein klar definiertes, zweites lokales Maximum vorhanden, was darauf hinweist, daß die Strömungszustände noch nicht vollständig ausgebildet sind.

Bild 5.5-9b zeigt die Häufigkeitsverteilung im Bereich der abgelösten Strömung von $2\theta=15^\circ$ bis 20° .

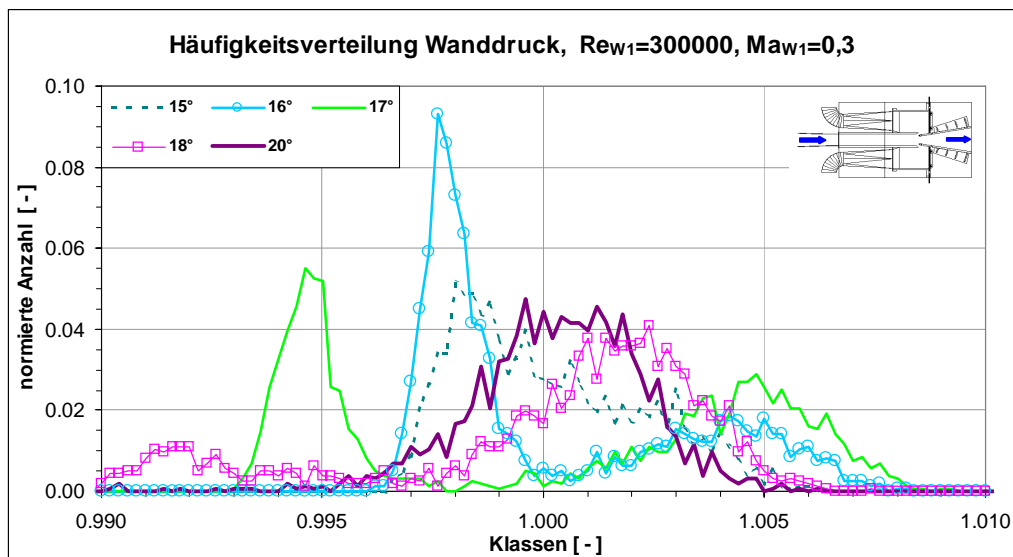


Bild 5.5-9b Häufigkeitsverteilung bei konstanter Reynoldszahl, Meßposition DO2

Ausgeprägte lokale Maxima zeigen sich hier bei den Öffnungswinkeln $2\theta=16^\circ$, 17° und 18° , und spiegeln die aus den Messungen und den Visualisierungen bekannten, wechselnden Strömungszustände wieder. Der Abstand der beiden lokalen Maxima kann dabei als qualitativer Maßstab für die Größe der Druckänderung zwischen den beiden Strömungszuständen betrachtet werden. Damit kann anhand der Häufigkeitsverteilung auf eine Zunahme der Druckänderungen zwischen den beiden

Strömungszuständen im Diffusor zwischen den Öffnungswinkeln $2\theta=16^\circ$ und $2\theta=17^\circ$ geschlossen werden. Anhand des Abstandes der lokalen Maxima vom Wert Eins kann auf die relative Häufigkeit der entsprechenden Strömungszustände geschlossen werden. Daraus ergibt sich, daß die beiden Strömungszustände für $2\theta=17^\circ$ ungefähr gleich häufig auftreten, während die Strömungszustände bei $2\theta=18^\circ$ deutlich unterschiedliche Häufigkeiten haben, wobei der Strömungszustand der deutlich näher an Eins liegt dominiert. Die Breite der Maxima ist hierbei ein Maß für die Streuung der Druckschwankungen in den einzelnen Phasen, d.h., daß der eine Strömungszustand bei $2\theta=17^\circ$, repräsentiert durch das Maximum unterhalb Eins in sich stabiler ist als der zweite, der durch das lokale Maximum oberhalb Eins repräsentiert wird. Die Strömung mit wechselnd stabiler Rückströmung im Falle des 20° -Diffusors zeigt eine Häufigkeitsverteilung mit flachem Verlauf und einer annähernd symmetrischen Verteilung um Eins. Die in den Visualisierungen festgestellten relativ kurzen Wechsel der Ablösung werden in der Gesamtheit der Darstellung nicht eindeutig wiedergegeben. Dies zeigt, daß es bei einer sehr seltenen bzw. kurzen Strömungsänderung innerhalb eines längeren Beobachtungszeitraums zu einer Fehlinterpretation der Ergebnisse der Häufigkeitsverteilung kommen kann.

Wie gezeigt wurde, treten im instabilen Bereich Strömungsänderungen über mehrere Sekunden Dauer auf, wie sie in **Bild 5.5-5** für den 17° -Diffusor und **Bild 5.5-7** für den 20° -Diffusor anhand des Zeitsignals beschrieben wurden. Im 18° -Diffusor treten bei den Reynoldszahlen $Re_{W1}=3 \times 10^5$ und 4×10^5 beide Instabilitäten im Wechsel auf. Diese Charakteristik läßt sich aber weder anhand der Häufigkeitsverteilung, noch durch den zeitlichen Druckverlauf eindeutig identifizieren, so daß man zu ihrer genauen Beschreibung weiterhin auf eine Visualisierung angewiesen wäre.

Bei der vorgestellten Auswertemethode anhand der Häufigkeitsverteilung kommt es zu einem weiteren Informationsverlust bezüglich der zeitlichen Verteilung der einzelnen Strömungszustände über den Meßzeitraum. Daher ist es damit nicht möglich, eine Aussage darüber zu treffen, ob ein Strömungszustand über den Meßzeitraum gleichmäßig verteilt ist oder nur einmal über eine längere Dauer auftritt. Trotz dieser Einschränkung eignet sich die Häufigkeitsverteilung gut, um schnell einen globalen Überblick über die Änderung der Strömungscharakteristik über einen Parameterbereich zu erhalten. Aufgrund der damit gewonnenen Erkenntnisse ist es auch für solche Fälle auf einfache Weise möglich, Aussagen über die Strömungscharakteristik zu treffen, in denen keine direkte Visualisierung durchgeführt werden konnte.

Die Bewertung der Strömungscharakteristik für die Konfiguration mit Auslaßstutzen, Sammelraum und Drossel (mAS+) erfolgte, wie oben beschrieben, unter anderem aufgrund der Häufigkeitsverteilung (**Bild 5.5-10**) und berücksichtigte dabei die Erkenntnisse aus den Konfigurationen für die zeitlich auflösende Visualisierungen durchgeführt wurden. Die Verteilungen für diese Konfiguration zeigen mit steigendem Öffnungswinkel ein uneinheitliches Verhalten in der Höhe der Maxima. Während für die Winkel $2\theta=5^\circ$ und 8° eine ähnlich schmale Verteilung vorliegt, nimmt die Breite für die Winkel ab $2\theta=12^\circ$ deutlich zu. Die Verteilung für $2\theta=18^\circ$ weist den insgesamt flachsten Verlauf auf, was mit dem prinzipiellen Verlauf der Schwankungsgröße in **Bild 5.5-3**, die für diesen Winkel den höchsten C_{pRMS} -Wert aufweist. Dies kann als ein Indiz dafür gewertet werden, daß die Strömung für $2\theta=18^\circ$ Störungen enthält, die bei einer Vergrößerung des Öffnungswinkels auf $2\theta=20^\circ$ nicht mehr vorhanden sind was zu einer geringfügig schmalere Verteilung führt. Insgesamt ist über den Öffnungswinkelbereich

keine Verschiebung des Maximums zu größeren oder kleineren Werten als Eins oder ein zweites lokales Maximum festzustellen, so daß anhand der Häufigkeitsverteilung eine Änderung des Strömungszustands in dieser Konfiguration ausgeschlossen werden kann.

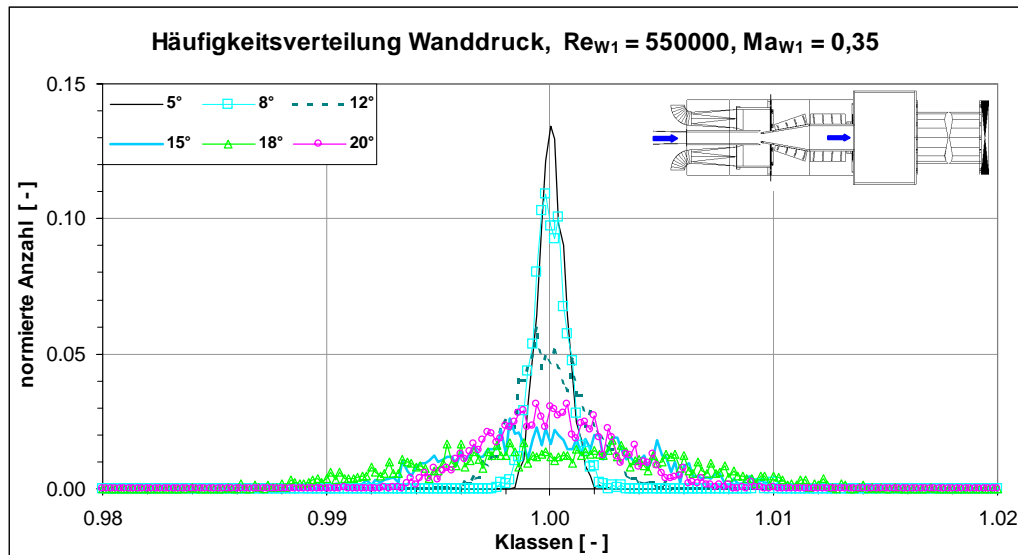


Bild 5.5-10 Häufigkeitsverteilung bei konstanter Reynoldszahl, Meßposition D1L

Ein ähnlich stabiles Verhalten der Strömung konnte für den Diffusor mit nachfolgendem Sammelraum und Drossel (mSR) festgestellt werden. Hier zeigt sich ebenfalls über den gesamten Winkelbereich ein stabile Strömung, von einer angelegten Strömung bei $2\theta=5^\circ$ bis zu einer stabil abgelösten Strömung von $2\theta=10^\circ$ bis 20° . Insgesamt zeigen sich hier anhand der Häufigkeitsverteilung nur geringfügige Änderungen, so daß erst ab $2\theta=14^\circ$ eine deutlich flachere Verteilung vorhanden ist. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Ablösung im Bereich des Diffusoraustritts in ihrer Lage sehr stabil ist und erst ab einer größeren Ausdehnung einen merklichen Einfluß auf die Strömung im Bereich des Diffusoreintritts hat (Meßposition DO2).

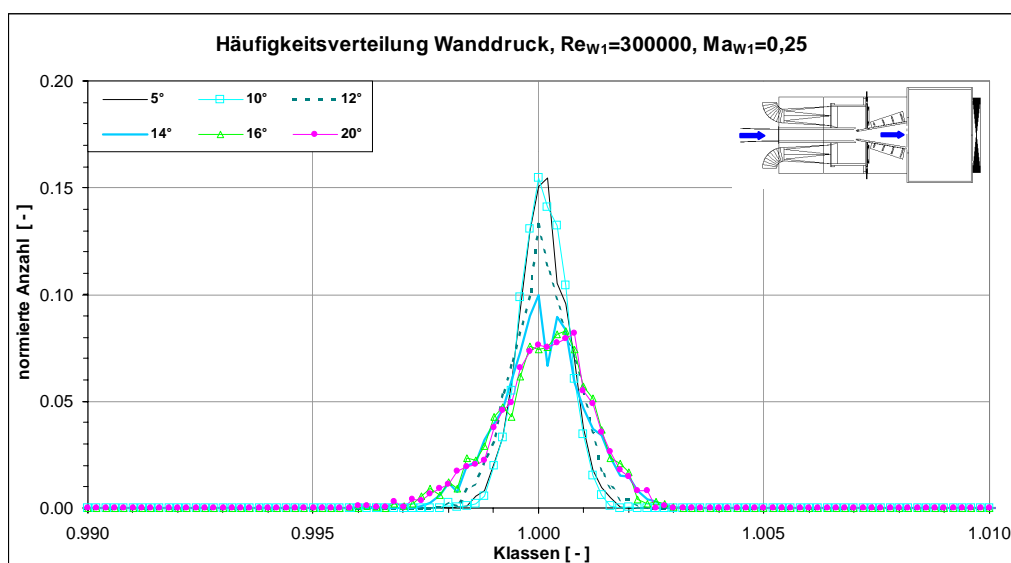


Bild 5.5-11 Häufigkeitsverteilung bei konstanter Reynoldszahl, Meßposition DO2

6. Ergebnisse der CFD-Rechnungen

Die hier vorgestellten numerischen Berechnungen wurden mit einem kommerziellen CFD-Programmpaket der Firma Fluent Inc. erstellt. Das Programm beinhaltet neben dem Strömungslöser FLUENT 5.0 den Geometrie- und Netzgenerator GAMBIT zur Erstellung des Modells sowie des Rechennetzes.

Die Rechnung dient als ergänzende Betrachtung zu den Experimenten, die zusätzliche Informationen über das mögliche Verhalten der Strömung liefern soll. Es bietet sich hier die Möglichkeit der Strömung Störungen mit variabler Amplitude aufzuprägen, was im Experiment so nicht zu realisieren war. Die Rechnung soll in diesem Zusammenhang zur qualitativen Darstellung der instationären Strömung dienen und im Zusammenspiel mit den Visualisierungen weiteren Aufschluß über das instationäre Strömungsverhalten geben. Eine vollkommene Übereinstimmung mit dem Experiment scheitert aber neben der Begrenzung der Rechnerkapazitäten insbesondere an der Modellierung der Randbedingungen, die nicht vollständig erfaßt und damit auch nicht in ein entsprechendes Rechenmodell eingebracht werden konnten. Daher sind alle folgenden Betrachtungen rein qualitativer Natur.

Die Rechnungen sollen verdeutlichen, welche Wirkung eine instationäre Zuströmung auf die abgelöste Diffusorströmung hat und wie sich die Ablösung bei einer periodischen Störung verhält. Da die Messungen an der Versuchsstrecke zeigten, daß die Strömung zum Diffusor auch bei anliegender Grenzschicht Störungen bestimmter Frequenz enthält, stimmt die Vorgabe einer instationären Randbedingung mit dem Experiment überein. Dabei beschränkt sich die Simulation auf eine diskrete Frequenz der aus dem Experiment bekannten Frequenzen, so daß die möglichen Auswirkungen auf die Ablösung eindeutig ermittelt werden können. Hierbei bleibt unbeachtet, welches die Ursachen der Instabilität der Strömung sind, d.h., liegt die Ursache in einer inhärenten Instabilität der Diffusorströmung oder wird diese durch Störungen in der Zuströmung verursacht.

6.1 Stationäre Simulation

Die stationären Rechnungen dienten der vorbereitenden Untersuchung zu den instationären Untersuchungen, in denen das Rechennetz und das günstigste Turbulenzmodell für eine qualitativ ausreichende Modellierung der im Experiment beobachteten Strömung ermittelt wurde. Die Rechnungen wurden an einem 1:1 Modell des im Versuch verwendeten Diffusors durchgeführt, da sich aufgrund des 3-dimensionalen Charakters der abgelösten Strömung keine Vereinfachung durch Symmetrieebenen anbot.

6.1.1 Rechennetz und Turbulenzmodell

Die Rechnungen wurden mit einem RNG-k- ε -Turbulenzmodell in Verbindung mit den Non-Equilibrium-Wandfunktionen durchgeführt. Mit der Verwendung der Wandfunktion entfiel die Notwendigkeit, die Grenzschicht im wandnahen Bereich, in den die viskose Unterschicht und der Übergangsbereich fällt, fein aufzulösen, wie es für das

Zweizonenmodell notwendig gewesen wäre. Wie eingehende Voruntersuchungen zeigten, wurden mit dieser Kombination ausreichend gute Ergebnisse erzielt, die im Rahmen der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazität erträgliche Rechenzeiten ergaben. Das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell konnte die Strömung nicht genügend genau wiedergeben und zeigte auch bei größeren Öffnungswinkeln keine Ablösung wo vom Experiment her eine Ablösung zu erwarten gewesen wären.

Als Rechennetz kam ein Hybridnetz zur Anwendung, das im wandnahen Bereich aus einem strukturierten und im inneren Bereich aus einem unstrukturierten Netz bestand. Das strukturierte Netz bot den Vorteil, daß es ein Seitenverhältnis der Zellen von $(\Delta x/\Delta y)$ $10 \div 100$ erlaubte. Damit konnten die größeren Strömungsgradienten senkrecht zur Hauptströmung feiner aufgelöst werden und die Zellen in Hauptströmungsrichtung mit den entsprechend kleineren Strömungsgradienten gestreckt werden.

Das strukturierte Randnetz hatte eine Gesamthöhe von $y_{\text{Prismen}}=4.78\text{mm}$ (erste Prismenschicht $a=0,3\text{mm}$, Steigerungsrate $b=1,1$, Anzahl der Prismen $n=10$). Die Längen der Zellen stieg von 4mm am Diffusoreintritt auf $6,4\text{mm}$ am Diffusoraustritt an. Das gesamte Netz bestand aus insgesamt 77909 Knoten und 201430 Zellen.

Das Rechenmodell besteht aus dem Diffusor, an den sich ein 50mm langer Stutzen anschließt, der lediglich der Verbesserung des Konvergenzverhaltens der Rechnung dient. Damit konnte das Konvergenzverhalten der Rechnung gegenüber einem Modell ohne Stutzen deutlich verbessert und die Rechenzeit erheblich verringert werden.

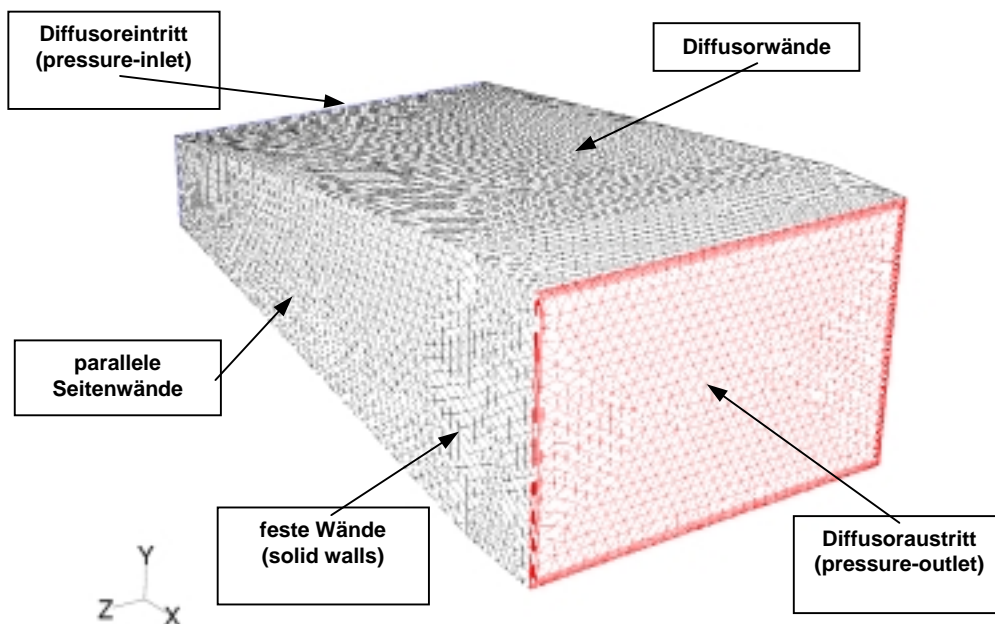


Bild 6.1-1 3D-Ansicht des Rechenmodells mit Netz und Randbedingungen

6.1.2 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

Die Rechnungen wurden mit einem Totaldruckprofil für den Diffusoreintritt als pressure-inlet-Randbedingung durchgeführt. Dazu wurde ein experimentell ermitteltes Geschwindigkeitsprofil für die parallelen Seitenwände entsprechend der Druckrandbedingung am Eintritt für die CFD-Rechnung in ein Totaldruckprofil

umgerechnet. Ein Eintrittsprofil für die Diffusorwände wurde wegen der dort im Vergleich zu den Seitenwänden wesentlich dünneren Grenzschicht nicht implementiert.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen im Vergleich zu denen der Visualisierungen eine abweichende Lage der Ablösung (**Bild 6.1-2**). Dies wird anhand der Totaldruckverteilung aus der Rechnung am Diffusoraustritt und der Fadenvisualisierung über einer Diffusorwand verdeutlicht. Die in die Verteilung und den Fadenverlauf eingezeichnete Linie markiert dabei den Übergang von der Hauptströmung zum Ablösegebiet mit Rückströmung. Die Ausdehnung des Rückströmgebiets in der Rechnung wurde über den Verlauf der Geschwindigkeitsvektoren in mehreren Ebenen parallel zu den Seitenwänden ermittelt.

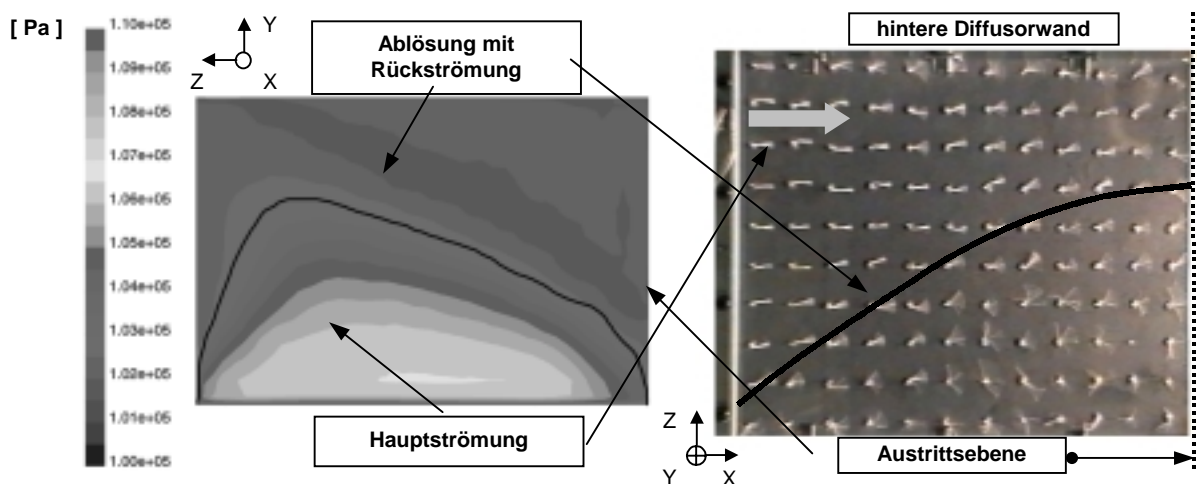


Bild 6.1-2 Ausdehnung des Rückströmgebiets Rechnung/Fadenvisualisierung, $2\theta=16^\circ$, $Re_{W1}=400000$.

Während im Experiment die Ablösung über den parallelen Seitenwänden auftrat, trat sie in der Rechnung über einer divergenten Diffusorwand auf. Die gesamte Ausdehnung des Rückströmgebiets in der Austrittsebene betrug jeweils ca. 50% des Austrittsquerschnitts, so daß die Größe der Ablösung mit ausreichend guter Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung wiedergegeben wird.

Vergleicht man den rechnerisch ermittelten Druckverlauf mit den der Messungen (**Bild 6.1-3**), zeigen sich deutliche Unterschiede, die in erster Linie aus der unterschiedlichen Lage der Ablösung in der Rechnung und im Experiment resultieren. Der Druckverlauf über der Diffusorwand für die Rechnung zeigt durch seinen steilen Anstieg kurz nach dem Diffusoreintritt die ausgeprägte Ablösung an. Hier zeigt sich ab $x/L=0,4$ ein Zusammenbruch des Druckaufbaus, wie er für eine abgelöste Strömung typisch ist. Der experimentell ermittelte Druckverlauf für die Diffusorwand zeigt dahingegen über die gesamte Diffusorlänge einen stetigen Druckaufbau, da die Ablösung hier über der Seitenwand auftritt. Für die jeweiligen Seitenwände zeigt sich das entsprechend umgekehrte Verhalten. Vergleicht man den über alle vier Wände gemittelten Druckrückgewinn, so zeigt sich in der Rechnung eine etwas geringerer Druckaufbau gegenüber der Messung. Insgesamt gibt die Rechnung die Messung aber ausreichend genau wieder.

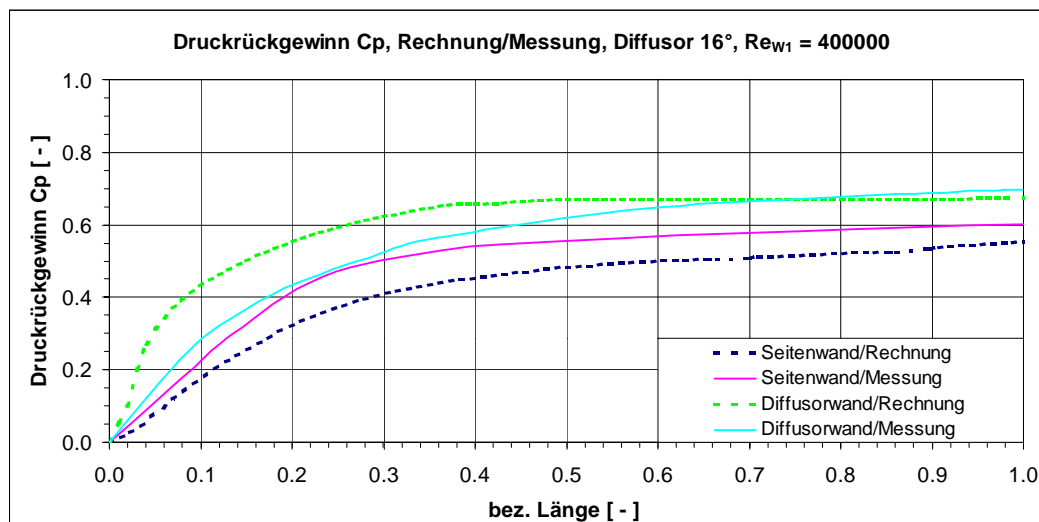


Bild 6.1-3 Druckrückgewinnverlauf Rechnung/Messung, $2\theta=16^\circ$, $Re_{w1}=400000$

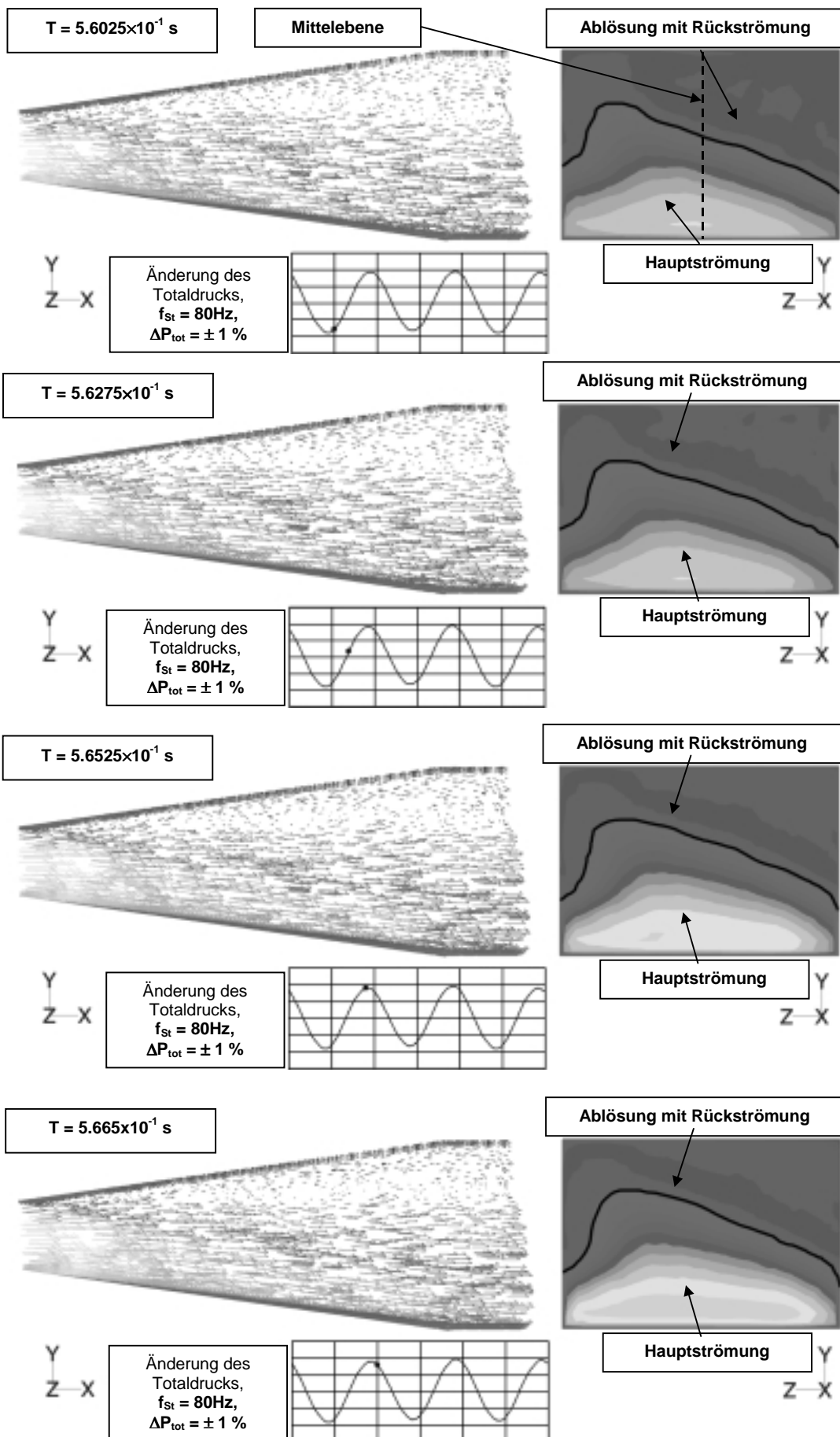
6.2 Instationäre Simulation

Für die instationäre Simulation wurden der stationären Strömung Totaldruckschwankungen von $\pm 1\%$ und $\pm 5\%$ Amplitudenänderung überlagert, woraus Geschwindigkeitsschwankungen am Diffusoreintritt von $\pm 5\%$ und $\pm 20\%$ der mittleren Strömungsgeschwindigkeit resultierten. Mit der Variation wurde untersucht, ob sich durch die aufgeprägte Störung grundsätzliche Unterschiede im Strömungsverhalten ergeben und eine generelle Verlagerung der Ablösung ausgelöst werden konnte.

Die Größe der Zeitschritte der instationären Rechnung wurden nach Voruntersuchungen auf zehn Zeitschritte pro Störperiode festgelegt. Als zeitliche Diskretisierung wurde die implizite Formulierung zweiter Ordnung gewählt.

6.2.1 Störung mit $\pm 1\%$ Amplitudenänderung, $f_{ST}=80\text{Hz}$

Die nachfolgenden Bilder zeigen den Einfluß der aufgeprägten Störung auf die Ablösung über eine volle Periode der Störung. Der jeweils linke Bereich zeigt einen Mittelschnitt durch den Diffusor parallel zu den Seitenwänden mit den entsprechenden Geschwindigkeitsvektoren, in der die Höhe der Geschwindigkeit durch die Länge der Pfeile wiedergegeben wird. Der rechte Bereich zeigt die Totaldruckverteilung in der Austrittsebene. In den Totaldruckverteilungen zeigen helle Bereiche ein hohes und dunkle Bereiche ein niedriges Druckniveau an. Der Einfluß der Störung auf die Strömung wird anhand der Ausdehnung des Rückströmgebiets in der Austrittsebene verdeutlicht, die durch die eingezeichnete Linie gekennzeichnet ist. Die Frequenz der Störung beträgt $f_{ST}=80\text{Hz}$, entsprechend einer Periodendauer von $T_{ST}=0.0125\text{s}$, mit einer Änderung des Eintrittstotaldrucks von $\pm 1\%$ des mittleren Wertes. Aus der Druckänderung resultiert eine Geschwindigkeitsschwankung am Diffusoreintritt von $\pm 5\%$ der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit, bei unverändertem Gegendruck.



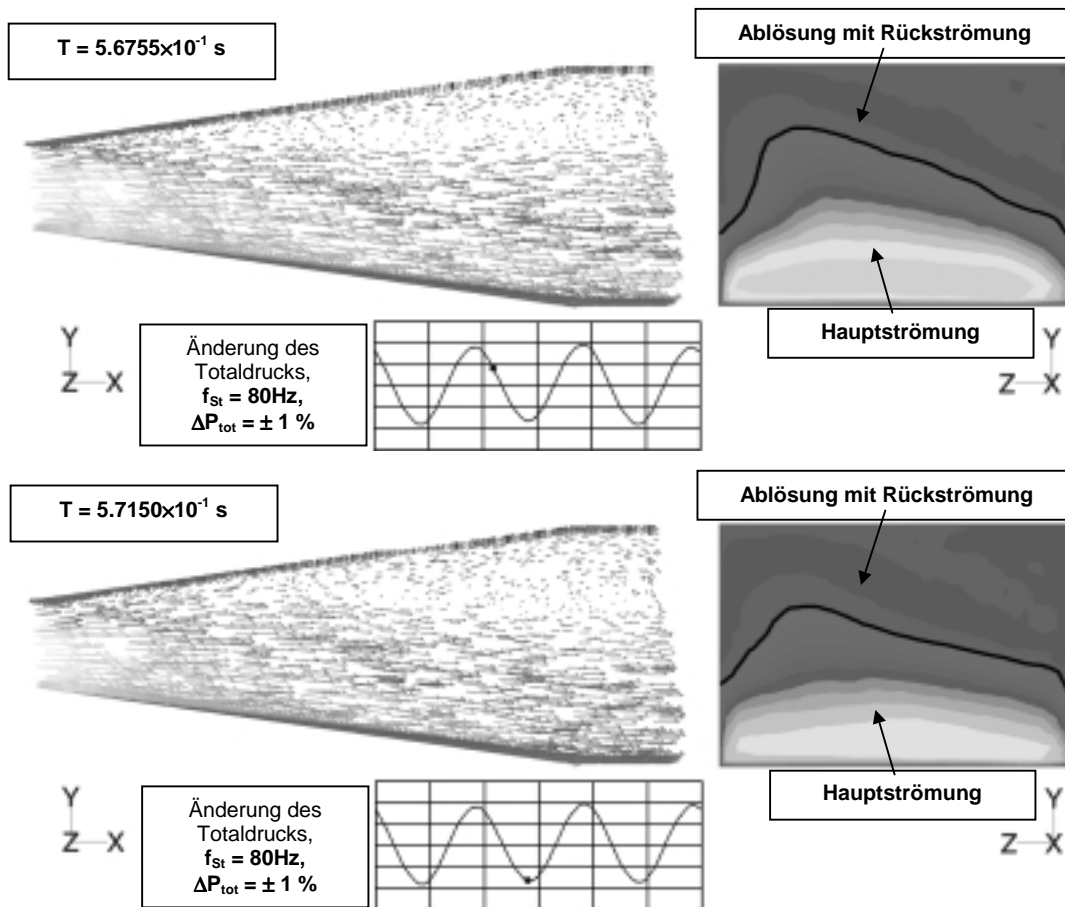
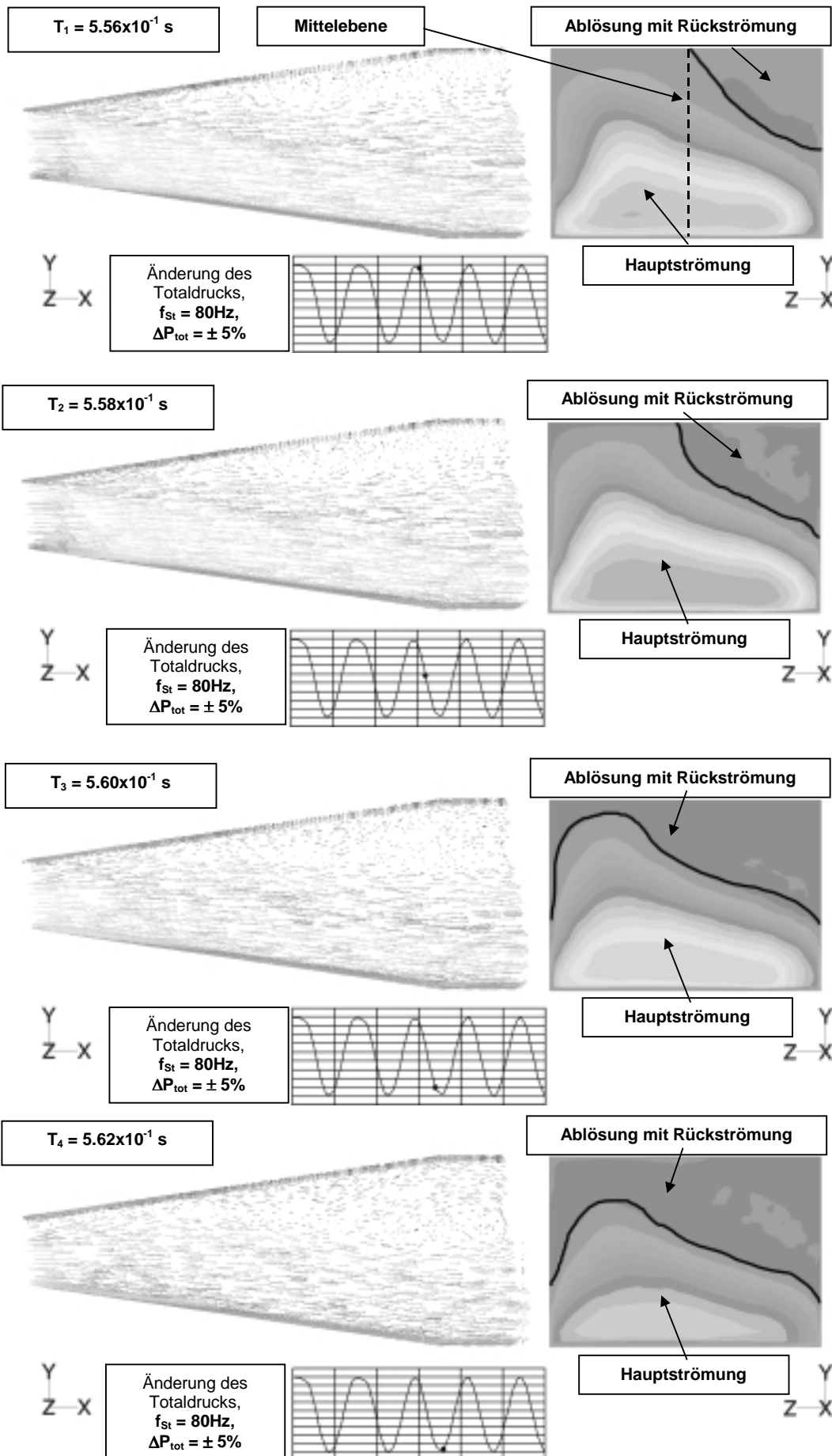


Bild 6.2-1 Einfluß der Störung auf die Ablösung, 16°-Diffusor, $Re_{W1}=400000$

Die Bilder zeigen, daß das Rückströmgebiet über die gesamte Periode in seiner Lage stabil bleibt und seine Ausdehnung nur geringen Änderungen unterliegt. Wie im Geschwindigkeitsverlauf zu erkennen ist, bleibt der Ablösepunkt von der Änderung der Eintrittsgeschwindigkeit weitestgehend unbeeinflusst. Eine Verlagerung der Ablösung innerhalb des Diffusors oder ein Ausschwemmen des Rückströmgebiets, wie sie für den 16°-Diffusor im Experiment beobachtet wurden, konnte durch die Störung nicht ausgelöst werden. Das in der Rechnung ermittelte Verhalten entspricht den Schwankungen der Ablösung, wie sie in den Visualisierungen für eine stabil abgelöste Strömung mit Rückströmung beobachtet wurde, die immer eine leichte Pulsation aufwies.

6.2.2 Störung mit $\pm 5\%$ Amplitudenänderung, $f_{\text{ST}}=80\text{Hz}$

Mit der folgenden Variation soll der Einfluß einer Störung mit größerer Amplitude auf die abgelöste Strömung untersucht werden. Dazu wurde die Amplitude der Störung auf $\pm 5\%$ des mittleren Totaldrucks erhöht, woraus eine Geschwindigkeitsschwankung von $\pm 20\%$ am Diffusoreintritt resultiert. Während im vorhergehenden Fall lediglich eine geringfügiger Einfluß der Störung auf die Ablösung zu verzeichnen war, zeigt sich in diesem Fall eine deutliche Änderung in der Ausdehnung der Ablösung. Ausgehend vom Maximum der Störung, bei dem das Rückströmgebiet seine minimale Ausdehnung von ca. 20% des Austrittsquerschnitts aufweist, dehnt sich das Rückströmgebiet bei absinkendem Totaldruck und entsprechend abnehmender Reynoldszahl über eine



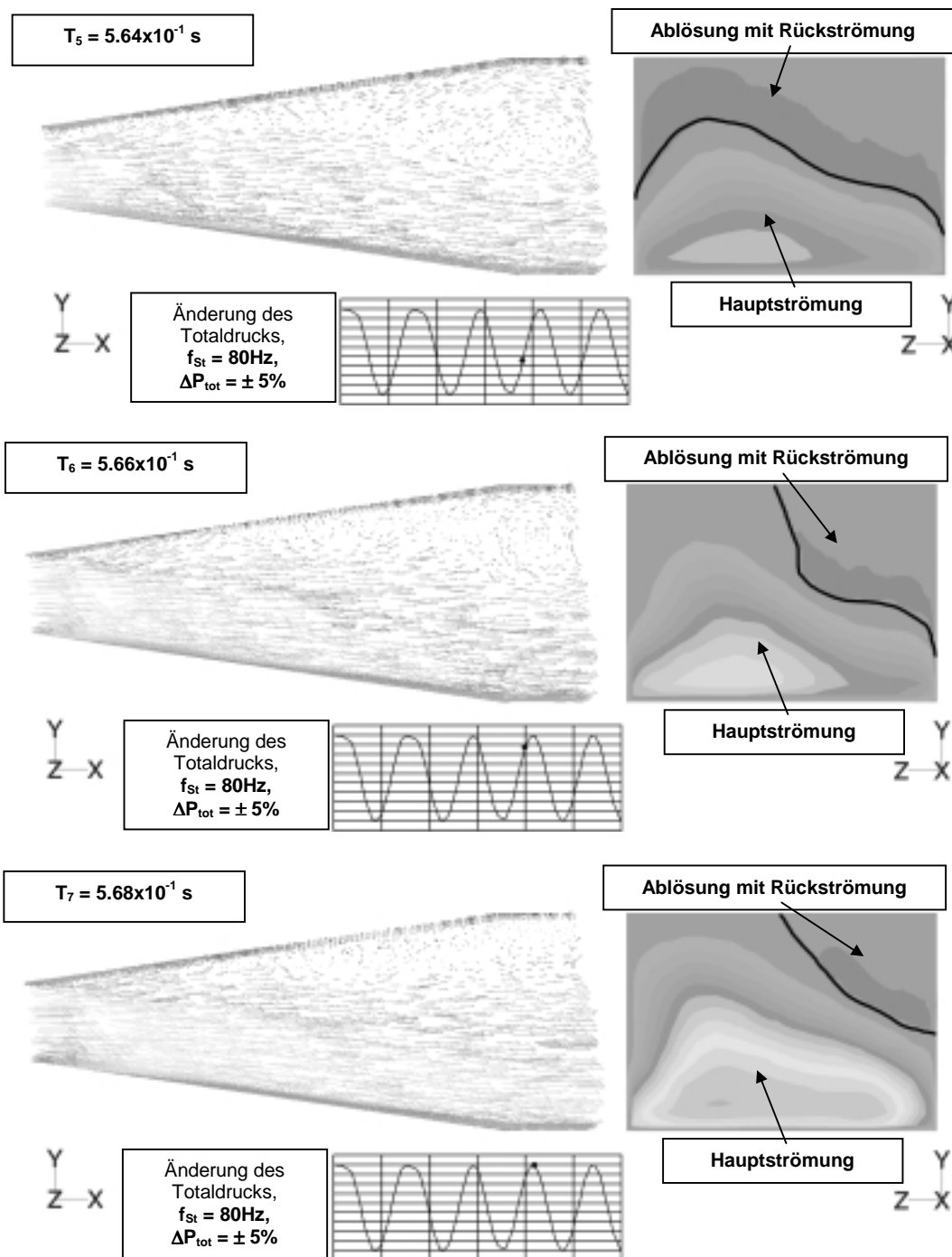


Bild 6.2-2 Einfluß der Störung auf die Ablösung, $2\theta = 16^\circ$, $Re_{W1}=400000$

Diffusorwand aus und erstreckt sich bei seiner maximalen Ausdehnung hufeisenförmig über die Diffusorwand und einen Teil der Seitenwände. Seine maximale Ausdehnung erreicht das Rückströmgebiet zu den Zeitpunkten T₄ und T₅ kurz nach durchschreiten des Minimums der Störung und entsprechend minimaler Reynoldszahl. Die maximale Ausdehnung des Rückströmgebiets beträgt zu diesen Zeitpunkten ca. 50% des Austrittsquerschnitts. Wie im Geschwindigkeitsverlauf (linker Bildbereich) zu erkennen ist, verschiebt sich der Beginn des Rückströmgebiets mit steigendem Totaldruck geringfügig stromab und wandert bei minimalen Eintrittsdruck stromauf bis zur Diffusoreintrittsebene. Wie anhand der Geschwindigkeitsvektoren zu erkennen ist,

stagniert die Strömung in den Bereichen, die momentan nicht von Rückströmung erfaßt sind. Die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich ist sehr niedrig und die Geschwindigkeitsvektoren weisen keine eindeutige Orientierung auf. Dies korrespondiert mit den Ergebnissen der Fadenvisualisierung, bei der in Bereichen ohne ausgebildete Rückströmung eine klare Fadenausrichtung nicht festzustellen war, die Strömung aber trotzdem abgelöst war.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, daß einfache Variationen der Eintrittsrandbedingungen nicht zu der im Experiment festgestellten Verlagerung der Ablösung innerhalb des Diffusors führen. Im Fall der 5%’igen Amplitudenvariation zeigt sich zwar ein deutlicher Einfluß der Störung auf die Ablösung, die hier simulierte Störung ist aber deutlich größer, als die im Experiment festgestellten. Dies zeigt, daß die Simulation eine wesentlich detailliertere Beschreibung der Randbedingungen benötigt, als sie hier verwendet wurde und der Auslöser für den Umschlag der Ablösung vermutlich nicht in einer einzelnen Störung zu suchen ist.

7. Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen war die theoretische, experimentelle und numerische Untersuchung der abgelösten Strömung in ebenen Diffusoren hinsichtlich ihres Stabilitätsverhaltens.

In den analytischen Untersuchungen wurde mittels eines linearisierten 1-D-Modells der instationären, kompressiblen und reibungsfreien Strömung das prinzipielle Verhalten eines Diffusors untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß die zunehmenden Verluste (Entropiezunahme), sowie eine Abnahme des Reflexionsgrads an den Systemgrenzen eine stabilisierende Wirkung besitzen. Für den Diffusor konnte in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel eine Zunahme der Anfachungsraten bei steigendem Öffnungswinkel festgestellt werden. Dabei ist mit steigendem Druckverlust eine Abnahme der Anfachungsraten festzustellen, so daß in Kombination mit niedrigen Reflexionsgraden am Diffusoraustritt das System stabilisiert werden kann.

Die experimentellen Arbeiten wurden an einem ebenen Diffusor mit einem Längenverhältnis von $L/W_1 = 6$ und $L/W_1 = 8$ im Öffnungswinkelbereich $0^\circ < 2\theta < 40^\circ$ durchgeführt. Die Messungen umfaßten einen Reynoldszahlbereich von $2 \cdot 10^5 < Re_{W1} < 7 \cdot 10^5$ und einen Machzahlbereich von $0,2 < Ma_{W1} < 0,8$.

Im Vordergrund der Untersuchungen stand der Einfluß diverser Strömungselemente stromab des Diffusors sowie der Eintrittsbedingungen auf die Strömungsstabilität. Die Interpretation der Versuchsergebnisse erfolgte sowohl anhand der Daten konventioneller stationärer und instationärer Druck- und Geschwindigkeitsmessungen als auch anhand von Visualisierungen, die soweit möglich, zeitgleich mit den konventionellen Messungen durchgeführt wurden.

In einer vergleichenden Betrachtung der Messungen und der Visualisierung war es anschließend möglich, die Strömungsphänomene im Diffusor detailliert zu beschreiben. Dazu wurde neben dem Druckrückgewinn C_p die Schwankungsgröße $C_{p_{RMS}}$, als normierter instationärer Druckänderung, ausgewertet. Diese Daten wurden mit den Ergebnissen der Visualisierungen korreliert, so daß den Änderungen in der Strömungscharakteristik Änderungen in der Diffusorgüte und der Druckschwankung zugeordnet werden konnten und so deren Abhängigkeit voneinander dokumentiert wurde.

Eine spezielle Auswertemethode wurde aus der Verarbeitung der instationären Drucksignale entwickelt, die es erlaubte die darzustellende Datenmenge deutlich zu reduzieren, gleichzeitig aber wesentliche Charakteristiken der Strömung wiederzugeben. Dazu wurden die Druckwerte in Klassen eingeteilt, mit dem Mittelwert der Messung normiert und danach die Anzahl in den einzelnen Klassen über die Klassen in einem Diagramm aufgetragen. Diese Auswertemethode erlaubte es anhand der daraus ermittelten Häufigkeitsverteilung sowohl Aussagen über die Strömungs- bzw. Ablösecharakteristik als auch vergleichende Aussagen über die Schwankungsgröße zu machen und bildete so eine Kombination aus den einzelnen Darstellungen der instationären Drucksignale, der Auswertung der Schwankungsgröße und der Visualisierung.

Die experimentellen Untersuchungen zeigten eine deutliche Abhängigkeit der Strömungscharakteristik sowohl von den Eintrittsbedingungen (Reynolds-/Machzahl) als auch von den Austrittsrandbedingungen (Anschlußelemente). Dabei erwies sich die Austrittsbedingung als die dominierende Einflußgröße in Bezug auf das Ablöseverhalten des Diffusors.

Es zeigte sich, daß die auftretenden Instabilitäten in erster Linie von der Charakteristik der Ablösung im Diffusor abhängen, wobei zwei klar unterscheidbare Formen der Ablösung identifiziert wurden. Erstens eine Ablösung mit einem einzelnen, großräumigen Rückströmgebiet (massive Ablösung) und zweitens eine mit kleineren, lokalen Ablösegebieten ohne ausgeprägte Rückströmung. Die eine Art der Instabilität bestand infolge dessen in einem zeitlich wechselnden Auftreten dieser beiden Ablöseformen, mit Rückwirkungen auf das Gesamtsystem. Bei einem Wechsel von einer massiven Ablösung mit großräumiger Rückströmung mit entsprechender Versperrung des Hauptströmungsquerschnitts im Bereich des Diffusoraustritts, in eine Ablösung mit kleineren, lokal begrenzten Ablösegebieten konnte eine Abnahme des Totaldrucks im System und damit eine Entdrosselung festgestellt werden. Bei einem umgekehrten Wechsel wurde das System wieder entsprechend angedrosselt. Die zweite Form der Instabilität bestand in einer großräumigen Verlagerung des stabilen Rückströmgebiets innerhalb des Diffusors, wobei keine Rückwirkung auf den Drosselzustand des Systems festgestellt wurde. Diese Instabilitätsform hatte damit von ihren Rückwirkungen her einen rein lokalen Charakter. Beide Phänomene zeigten ein unregelmäßiges Auftreten und keinerlei Periodizität, so daß die Angabe einer mittleren Periodendauer oder Frequenz hier nicht sinnvoll erscheint. Diese Art der Instabilitäten traten vorzugsweise für den frei ausblasenden Diffusor auf.

Zu dem Einfluß der Austrittsrandbedingung wurde festgestellt, daß mit dem Anschluß von geraden Stromröhren (Auslaßstutzen) stromab des Diffusor die beschriebene Instabilität deutlich gedämpft werden konnte. Sie führten dazu, daß sich bei ansonsten identischen Randbedingungen (Öffnungswinkel, Reynoldszahl) fast ausschließlich Ablösungen mit kleineren, lokalen Ablösegebieten auf entgegengesetzten Diffusor-Seitenwänden bildeten und das Entstehen einer massiven Ablösung bis zu hohen Öffnungswinkeln unterdrückt wurde.

Der Anschluß eines Sammelraums (mit oder ohne Auslaßstutzen) mit Drossel stromab des Diffusors führte dahingegen zu einer frühzeitigen Stabilisierung einer massiven Ablösung mit stabiler, großräumiger Rückströmung. Beide Maßnahmen verzögerten bzw. verhinderten den Wechsel zwischen den beiden Formen der Ablösung und unterdrückten so die vorher beobachteten Instabilitäten. Kombinierte man beide Austrittsbedingungen, so zeigte sich eine entsprechende Kombination der Ablösecharakteristik bei gleichzeitiger Stabilisierung der Instabilität mit einem entsprechenden negativen Effekt auf den Druckrückgewinn.

Als stabilisierende Einflüsse auf die instationäre Diffusorströmung konnten neben den beschriebenen geometrischen Randbedingungen weiterhin kleine Störungen (Fäden, Bohrungsöffnungen) in der Eintrittsebene des Diffusors ausgemacht werden. Sie führten zu einer sofortigen Stabilisierung der instabilen Ablösung mit wechselnder Charakteristik zu einer einseitigen massiven Ablösung mit stabiler, ausgeprägter Rückströmung. Dies läßt den Schluß zu, daß die Entwicklung der Grenzschicht

stromauf des Ablösepunktes einen entscheidenden Einfluß auf die Art der Ablösung hat.

Ergänzend zu den experimentellen Untersuchungen wurden CFD-Rechnungen durchgeführt, die dazu dienten den Einfluß einer Störung auf die abgelöste Diffusorströmung zu untersuchen, wie es im Experiment so nicht möglich war. Die instationären Rechnungen zeigten bei einer aufgeprägten Störung niedriger Amplitude, realisiert durch eine Totaldruckvariation ($\pm 1\%$ Änderung) mit diskreter Frequenz, daß Pulsieren der Ablösung, wie es auch im Experiment bei stabiler Ablösung zu beobachten war. Dies gibt das normale Verhalten der Strömung im Experiment wieder, da das System Störungen mit niedriger Amplitude enthält, die sich in der Diffusorströmung widerspiegeln. Erst bei einer massiven Erhöhung der Störungsamplitude auf $\pm 5\%$ Totaldruckänderung entsprechend einer 20% Geschwindigkeitserhöhung konnte ein deutlicher Einfluß auf die Ausdehnung der Ablösung festgestellt werden. Hier zeigt sich im Maximum der Störung, d.h., bei maximaler Geschwindigkeit am Diffusoreintritt ein fast vollständiges Ausschwemmen der Rückströmung aus dem Diffusor, so daß nur noch ein kleines, lokales Ablösegebiet ohne ausgeprägte Rückströmung im Diffusor zurückblieb. Mit dem Absinken der Störampplitude nahm die Rückströmung wieder zu und dehnte sich ausgehend von einer Ecke des Diffusors auf über 50% des Austrittsquerschnitts aus.

7.1 Ausblick

Weitergehende Untersuchungen sollten den Mechanismus klären, der für das Entstehen der unterschiedlichen Ablöseformen verantwortlich ist. Insbesondere sollte geklärt werden, in welcher Weise die unterschiedlichen Anschlußelemente stromab des Diffusors auf die Entwicklung der Grenzschicht im Diffusor Einfluß nehmen. Dabei sollten diese Untersuchungen näher auf den Aspekt der Ablösecharakteristik in Abhängigkeit von den Grenzschichtparametern eingehen. Die hier zu klärende Frage wäre, was die Bildung von Ablösungen mit ausgeprägter Rückströmung bzw. die Bildung von kleineren lokalen Ablösegebieten begünstigt, da deren wechselndes Auftreten die beschriebene Instabilität hervorruft. Hierzu wäre eine Versuchsstand notwendig, der insbesondere im Eintrittsbereich des Diffusors wesentlich günstigere Zugangsbedingungen aufweist und gleichzeitig deutlich größer ausgelegt ist, um so den Einfluß von Störungen (Strömungssonden) relativ zu verringern. Zu erwägen wäre hier auch der Einsatz berührungsloser Meßverfahren (LDA, L2F), da die durchgeführten Versuche deutlich zeigten, daß die Charakteristiken durch den Einsatz von Strömungssonden massiv verändert wurden.

8. Literatur

Abbott, D.E.; Kline, S.J.; September 1962

Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Flow over Single and Double Backward Facing Steps, Journal of Basic Engineering, pp 317-325, Transaction of the ASME

Ashjaee, J.; Johnston, J.P.; September 1980

Straight-Walled, Two-Dimensional Diffusers – Transitory Stall and Peak Recovery, Journal of Fluids Engineering, VOL. 102, pp 275-282, Transaction of the ASME

Ben Khaled, A.; Hestermann, R.; Kim, S.; 1995

Einfluss der Zuströmung und der Wandkontur auf die Strömung im Vordiffusor und im Übergangsbereich hochbelasteter Brennkammern, Sonderforschungsbereich 167, Universität Karlsruhe, 1993 – 1994 – 1995

Bruun, H.H.; 1995

Hot-Wire Anemometry, Principles and Signal Analysis; Oxford University Press, Great Clarendon Street, Oxford OX2 6DP, Oxford NY, ISBN 019856342 6

Carlson, J.J.; Johnston, J.P.; Sagi, C.J.; March 1967

Effects of Wall Shape on Flow Regimes and Performance in Straight, Two-Dimensional Diffusers, Journal of Basic Engineering, pp 151-159, Transaction of the ASME

Cochran, D.L.; Kline, S.J.; April 1957

The Use of 'Short Flat Vanes for Producing Efficient Wide-Angle Two-Dimensional Subsonic Diffusers, NACA Final Report on Contract Naw-6404 and Contract Naw-6500, April 1957, To be published as NACATN 4309

Copp, R.M.; September 1951

Effects of Inlet Wall Contour on the Pressure Recovery of a 10° 10-Inch-Inlet Diameter Conical Diffuser, NACA RM L51E11a, September 5, 1951

Engel, K.; April 97

Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten, DLR Forschungsbericht 97-19

Fox, R.W.; Kline, S.J.; September 1962

Flow Regimes in Curved Subsonic Diffusers, Journal of Basic Engineering, pp 303-316, Transaction of the ASME

Hestermann, R.; Kim, S.; Khaled, A.B.; Wittig, S.; 1995

Flow Field and Performance Characteristics of Combustor Diffusers: a Basic Study; Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 117, No. 4, pp 686-694, October 1995

Hourmouziadis, J., Juni 1989

Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines, AGARD Lecture Series on Blading Design for Axial Turbomachines, Köln, AGARD-LS-167, 1989

Japikse, D., Hrsg., 1984

Turbomachinery Diffuser Design Technology, Concepts ETI, Inc. Norwich, Vermont, USA 05055, 1984

Kline, S.J.; September 1959

On the Nature of Stall; Journal of Basic Engineering, Sept. 1959, pp 305-320, Transaction of the ASME

Kline, S.J.; Abbott, D.E.; Fox, R.W.; September 1959

Optimum Design of Straight-Walled Diffusers, Journal of Basic Engineering, pp 321-331, Transaction of the ASME

Kwong, A.H.M.; Dowling, A.P.; December 1994

Unsteady Flow in Diffusers, Transactions of the ASME, Vol. 116, pp 842-847

Little, B.H.; Wilbur, St. W.; 1954

Performance and Boundary Layer data from 12° and 23° Conical Diffusers of Area Ratio 2.0 at Mach-Number up to Choking and Reynolds Numbers up to $7.5 \cdot 10^6$, NACA Report 1201, 1954

Lou, W.; Reitebuch, D.; Hourmouziadis, J.; 1998

Analytische Untersuchung der Strömungsinstabilität in verdichtenden Systemen, ZAMM, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 78 (1998) 9

McDonald, A.T.; Fox, R.W.; 1966

An Experimental Investigation of Incompressible Flow in Conical Diffusers, International Journal of Mechanical. Science, Pergamon Press Ltd., Vol. 8, pp 125-139

Moore, C.A.; Kline, S.J.; 1958

Some Effects of Vanes and of Turbulence on Two-Dimensional Wide-Angle Subsonic Diffusers, NACA TN4080, June 1958.

Reid, E.G; Februar 1953

Performance Characteristic of Plane-Wall, Two-Dimensional Diffusers, NACA TN2888

Reneau, L.R.; Johnston, J.P., Kline, S.J.; March 1967

Performance and Design of Straight, Two-Dimensional Diffusers, Journal of Basic Engineering, Transaction of the ASME

Robertson, J.M.; Holl, L.W., 1956 ???

Effect of Adverse Pressure Gradients on Turbulent Boundary Layers in Axisymmetric Conduits, Journal of Applied Mechanics, ASME, N.Y. Nov. 25-30, 1956

Runstadler, Jr., P.W.; Dolan, F.X.; September 1973

Further Data on the Pressure Recovery of Straight-Channel, Plane-Divergence Diffusers at High Subsonic Mach Numbers, Journal of Fluids Engineering

Schröder, N.; Hourmouziadis, J.; 1997

Design and Calibration of a Double Stream Wind Tunnel, CEAS European Forum, Wind Tunnel and Windtunnel Test Techniques, Cambridge, P49.1-P49.8

Senoo, Y.; Nishi, M.; June 1977

Prediction of Flow Separation in a Diffuser by a Boundary Layer Calculation; Journal of Fluids Engineering, T. o. the ASME

Smith, C.R. jr.; Kline, S.J.; March 1974

An Experimental Investigation of the Transitory Stall Regime in Two-Dimensional Diffusers, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, pp 11-15

Smith, C.R.; September 1975

A Note on Diffuser Generated Flow Unsteadiness, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, pp 377-379

Smith, C.R.; March 1978

Transitory Stall Time-Scales for Plane-Wall Air Diffusers, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, pp 133-135

Smith, C.R.; Layne, J.L.; June 1979

An Experimental Investigation of Flow Unsteadiness Generated by Transitory Stall in Plane-Wall Diffusers, Journal of Fluids Engineering, Vol. 101, pp 181-185

Sprenger, H.; 1959

Experimentelle Untersuchungen an geraden und gekrümmten Diffusoren, Mitteilungen aus dem Institut für Aerodynamik, ETH Zürich, Nr. 27, Promotionsarbeit an der ETH Zürich

Tsui, Y.Y.; Wang, C.-K.; December 1995

Calculation of Laminar Separated Flow in Symmetric Two-Dimensional Diffusers, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, pp 612-616

Uram, E.M.; 1954

The Growth of an Axisymmetric Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient, Proceedings of the Second U.S. National Congress of Applied Mechanics, Ann Arbor, Michigan, 1954

Waitman, B.A.; Reneau, L.R.; Kline, S.J.; September 1961

Effects of Inlet Conditions on Performance of 2D-Diffusers, Journal of Basic Engineering, Vol. 83, pp 349-360, Transaction of the ASME

Wisler, D.C.; 1988

Advanced Compressor and Fan Systems, GE Aircraft Engines, Cincinnati, Ohio, USA

